

UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Faculdade de Ciências e Tecnologia

Departamento de Engenharia Electrotécnica

Projecto e Ensaio de um Motor de Indução em Disco com Armadura Supercondutora

Por:

Gonçalo Ferreira Luís

Dissertação apresentada na Faculdade de Ciências e Tecnologia

da Universidade Nova de Lisboa para a obtenção do grau

de Mestre em Engenharia Electrotécnica e de Computadores

Orientador: Doutor Mário Fernando Ventim Neves

Co-Orientador: Doutor João Miguel Murta Pina

LISBOA

(2010)

Agradecimentos

Gostaria de agradecer às várias pessoas cuja participação directa ou indirecta contribuiu para o desenvolvimento desta dissertação.

Em primeiro gostaria de agradecer ao meu orientador Prof. Mário Ventim Neves, principalmente pelos ensinamentos transmitidos ao longo do curso que sempre despertaram em mim o gosto pela área de energia e máquinas eléctricas.

Ao meu co-orientador, Eng. João Murta Pina, gostaria de agradecer pelo apoio e disponibilidade prestados ao longo desta dissertação.

Gostaria de deixar um agradecimento a todos os meus colegas de laboratório cujos conhecimentos e boa-disposição foram essenciais para a realização da dissertação. Um agradecimento muito especial ao Eng. David Inácio que além de toda a ajuda indispensável que me ofereceu desde o início, sempre me motivou e inspirou através do trabalho que realizava e a alegria com que o fazia.

Um agradecimento especial ao Prof. Leão Rodrigues que se tornou numa inspiração ao longo do curso e para a vida. Obrigado por todo o apoio e interesse demonstrados.

Obrigado ao “núcleo duro” cuja amizade e alegria fez com que se passassem os longos anos do curso sempre num clima de boa-disposição e diversão. Um obrigado particular ao Francisco Ganhão pelas suas correcções e ajuda.

Por fim um agradecimento aos meus pais, familiares e amigos que me apoiaram e incentivaram em todos os momentos. Obrigado a ti Sara por te manteres acordada enquanto eu te descrevia campos girantes e harmónicas espaciais!

Lisboa, Junho 2010
Gonçalo F. Luís

Agradecimentos

Resumo

É proposto nesta dissertação um motor de indução em disco de duplo estator com enrolamentos compostos de materiais supercondutores de alta temperatura (SAT). O cobre, tipicamente utilizado nos enrolamentos das máquinas clássicas, limita a densidade de corrente permitida no primário. Também o ferro, que se utiliza nos circuitos magnéticos, limita a densidade de fluxo magnético obtida no entreferro devido à saturação. Estuda-se nesta dissertação a aplicação de SATs para efeitos de criação de campo viajante nos motores em disco e ainda o efeito da saturação magnética do ferro para motores SAT de reduzida potência (menos de 1000 cv) comparando duas topologias diferentes do estator. Esta dissertação tem também como objectivo aprofundar conhecimentos na área dos motores eléctricos.

Criaram-se doze bobinas de fita SAT de primeira geração, Bi-2223 ($Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$), para criação do campo viajante, montadas em torno de um núcleo de nylon em forma de “pista de corrida” (“*racetrack*”). Opta-se por uma topologia simples dispondo radialmente, em cada semi-estator, seis bobinas no mesmo plano separadas entre si de ângulos de 60°. Esta topologia foi estudada teoricamente com base numa aproximação ao motor linear de indução e simulada através de um programa comercial de elementos finitos, com base na mesma aproximação. De modo a estudar o efeito da saturação magnética criam-se dois tipos de estator. No primeiro as bobinas são montadas em placas de aço. No segundo montam-se as mesmas bobinas numa estrutura em nylon. O rotor é uma placa em forma de disco composta de Alumínio montado num eixo de aço inoxidável. A refrigeração é feita submergindo o motor em azoto líquido.

Foram obtidos resultados teóricos, simulados e experimentais coerentes, demonstrando elevada distorção harmónica espacial para a topologia escolhida. Conclui-se que para este tipo de motores de baixa potência não compensa retirar os materiais ferromagnéticos do estator pois, para a força magnetomotriz (f.m.m.) gerada, não se observa a saturação do ferro e a dispersão do fluxo, que, no caso do estator sem ferro era demasiada, reduzindo muito o binário desenvolvido.

Abstract

A disk-shaped, double stator, induction motor with high temperature superconducting (HTS) field coils is proposed in this thesis. The copper, typically used in the windings of the classic machines, limits the current density allowed in the primary. Also the iron, that is used in magnetic circuits, limits the magnetic flux density obtained in the air gap due to saturation. It is the intention of this thesis, to study the application of HTS for the generation of rotating fields in disk-shaped motors and the effect of magnetic saturation of iron for low power HTS motors (less than 1000 hp), comparing two different stator topologies. It is also the aim of this thesis to deepen the knowledge on electric motors.

Twelve HTS field coils were created, made of Bi-2223 ($Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$) first generation tape, wrapped around a racetrack-shaped nylon core. A simple topology was chosen, consisting of six filed coils per semi-stator arranged in the same plane with a 60° angle in between them. This topology was theoretically studied, based on an approach of the linear induction motor and simulated using a commercial program of finite elements, based on the same approach. In order to study the effect of magnetic saturation two stators were created. In the first, the field coils are assembled in steel plates. In the second, the same coils are assembled on to nylon plates. The rotor is composed of an aluminum disk assembled in a stainless steel shaft. The HTS coils were cooled by submerging the totality of the motor in liquid nitrogen.

Simulations, experimental and theoretical results were consistent, showing high space harmonic distortion for the chosen topology. It is concluded that for this type of low power motors, does not compensate to remove the ferromagnetic materials from the stator since for the f.m.m. achieved, iron saturation is not observed and the flux dispersion in the ironless stator was too great, reducing the torque developed.

Abstract

Simbologia

$f.m.m.$	- Força magnetomotriz [$A \cdot \text{espira}$]
$f.e.m., e$	- Força electromotriz [V]
j	- Densidade de corrente [$A \cdot m^2$]
J	- Amplitude de densidade de corrente [$A \cdot m^2$]
u	- Queda de tensão [V]
i	- Corrente eléctrica [A]
i_{10}	- Corrente de magnetização [A]
I	- Amplitude da corrente eléctrica [A]
\vec{H}	- Vector campo magnético [$A \cdot m^{-1}$]
H	- Campo magnético [$A \cdot m^{-1}$]
H_c	- Campo magnético crítico [$A \cdot m^{-1}$]
H_{c1}	- Limite inferior do campo magnético crítico que garante o estado misto dos SAT do tipo II [$A \cdot m^{-1}$]
H_{c2}	- Limite superior do campo magnético crítico que garante o estado misto dos SAT do tipo II [$A \cdot m^{-1}$]
\mathcal{U}	- Queda de tensão magnética [A]Subscritos
ϕ	- Fluxo magnético simples [Wb]
\vec{B}	- Vector do campo de indução magnético [T]SATs
b	- Campo de indução criado pelo estator [T]
B	- Amplitude do campo de indução [T]
B_M	- Amplitude do campo resultante no entreferro com o rotor presente [T]
B_Z	- Distribuição da densidade de fluxo transversal [T]
Ω	- Velocidade angular do rotor [$\text{rad} \cdot s^{-1}$]

Simbologia

N	- Velocidade rotacional do rotor [r.p.m]
ω_s	- Velocidade angular do campo girante criado no estator [$\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$]
f	- Frequência das correntes do estator [Hz]
ω	- Frequência angular das correntes do estator [$\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$]
v	- Velocidade linear do rotor [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
p	- Número de pares de pólos
q	- Número de conjuntos de condutores por fase por pólo
$\tau_{p(u.c.)}, \tau_p$	- Passo polar [m]
$\tau_p(rad.)$	- Passo polar [rad]
r_{med}	- Raio médio do primário [m]
P_{med}	- Perímetro médio relativo a r_{med} [m]
r_{rotor}	- Raio do rotor [m]
l_e	- Comprimento do circuito eléctrico do rotor [m]
S_e	- Secção do circuito eléctrico do rotor [m^2]
l_m	- Comprimento do circuito magnético [m]
l_{mag}	- Caminho fechado do circuito magnético do motor (topologia T_1) [m]
S_m	- Secção do circuito magnético [m^2]
g_0	- Entreferro real [m]
g	- Entreferro corrigido [m]
e	- Espessura do disco do rotor [m]
c_{bob}	- Comprimento do primário equivalente ao comprimento das bobinas [m]
a, a_1, a_2	- Dimensões do rotor especificadas na Figura 3.4 [m]
e_{fita}	- Espessura da fita SAT [m]
l_{bob}	- Largura do molde da bobina [m]
e	- Espessura do disco do rotor [m]
n	- Função da distribuição dos condutores

N_c	- Número de condutores máximo por enrolamento
d_s	- Profundidade de penetração [m]
σ	- Condutividade eléctrica real do circuito eléctrico do secundário [$S \cdot m \cdot m^{-2}$]
σ_{Al}	- Condutividade eléctrica corrigida do circuito eléctrico do secundário [$S \cdot m \cdot m^{-2}$]
μ	- Permeabilidade magnética [$H \cdot m^{-1}$]
ρ_{Al}	- Resistividade eléctrica do alumínio [$\Omega \cdot m$]
ρ_s	- Resistividade superficial do secundário [$\Omega \cdot m^2$]
ρ_{vol}	- Resistividade volumétrica do secundário [$\Omega \cdot m$]
\mathfrak{R}	- Relutância magnética [H^{-1}]
R	- Resistência eléctrica [Ω]
R_{bob}	- Resistência eléctrica de uma bobina [Ω]
\overline{Z}_{bob}	- Impedância complexa de uma bobina [Ω]
\overline{Z}_{long}	- Impedância do ramo longitudinal do esquema equivalente de Steinmetz [Ω]
\overline{Z}_{trv}	- Impedância do ramo transversal do esquema equivalente de Steinmetz [Ω]
\overline{Z}_{cc}	- Impedância equivalente para o ensaio em curto-circuito [Ω]
\overline{Z}_{vz}	- Impedância equivalente para o ensaio em vazio [Ω]
L_{bob}	- Coeficiente de auto-indução de uma bobina [H]
r_1	- Resistência eléctrica do primário [Ω]
λ_1	- Indutância de dispersão de fluxo no primário [H]
r'_2	- Resistência eléctrica do secundário vista do primário [Ω]
λ'_2	- Indutância de dispersão de fluxo do secundário vista do primário [H]
r_m	- Resistência responsável pelas perdas ohmicas no ferro [Ω]
l_m	- Indutância de magnetização [H]
X_m	- Reactância de magnetização [Ω]
Q	- Factor de qualidade

Simbologia

k_1	- Factor de correcção do entreferro
k_{sk}	- Factor de correcção do efeito pelicular
K_S	- Factor de correcção de Russel-Norsworthy
k_p	- Factor de correcção do efeito da saturação magnética do ferro
k_c	- Factor de Carter
\vec{F}	- Vector da força de Lorentz [N]
F	- Força normal desenvolvida no rotor [N]
T	- Binário desenvolvido no rotor [N·m]
$\theta_{1,2,3}$	- Ângulos representados na Figura 4.4 [rad]
φ	- Desfasagem entre a tensão e a corrente [°]
a_0, a_k, b_k	- Coeficientes de Fourier
\Re	- Parte real de
δ_S	- Desfasagem angular entre o campo girante b e a corrente no primário j_1 [°]
s	- Escorregamento
$T_{1,2,3,4,5}$	- Topologias estudadas
P	- Potência activa [W]
$\eta\%$	- Rendimento [%]

Subscritos

a	- Fase a
b	- Fase b
c	- Fase c
Fe	- Ferro
0	- Vazio
Ar	- Ar
$vazio$	- Motor em vazio, sem rotor

hk	- Harmónica k
1	- Primário
2	- Secundário
nom	- Nominal
n	- Considerando apenas a harmónica de enrolamento fundamental
T	- Considerando as principais harmónicas de enrolamento
$T1, T2, T3, T4, T5$	- Topologias 1 a 5.
cc	- Curto-circuito.
vz	- Vazio
t	- Transformador
e	- Potência de entrada
J	- Perdas de Joule
atr	- Perdas de atrito
m	- Potência do circuito magnético
u	- Potência útil
3	- Total trifásico

Siglas

SAT	- Supercondutores de alta temperatura
SMES	- <i>Superconducting Magnetic Energy Storage</i>
SQUIDS	- <i>Superconducting QUantum Interference Devices</i>
DHT	- Distorção harmónica total

Lista de Figuras

2.1	Estator e rotor com materiais supercondutores.	8
2.2	Motor SAT de 36,5 MW e respectiva comparação com um motor convencional de igual potência. [21]	8
2.3	Fitas supercondutoras de alta temperatura	9
2.4	Modificação de um motor em tambor para linear.	10
2.5	Modificação de um motor linear para disco.	11
2.6	Motor de indução em disco com estator duplo	11
3.1	Circuitos fundamentais numa máquina de indução	14
3.2	Secções e caminhos eléctricos e magnéticos de um motor em disco. . .	16
3.3	Linhas de fluxo entre os primários de um motor linear com um grande entreferros [28]	18
3.4	Representação do “ <i>overhang</i> ” num motor em disco seccionado	19
3.5	Deslocamento ideal do campo viajante.	21
3.6	Distribuição dos enrolamentos e ligação das fases.	21
3.7	Bobinas utilizadas na dissertação.	22
3.8	Topologias estudadas em [14]	24
3.9	Aspecto dos projectos dos semi-estatores.	25
3.10	Raio e “ <i>overhang</i> ” projectados para o rotor.	27
3.11	Factor de qualidade em função da espessura do disco de Alumínio, para vários possíveis escorregamentos	28
3.12	Aspecto final do banco de transformadores.	29
4.1	Campo viajante criado a partir de três campos pulsantes.	32
4.2	Representação do caminho fechado l_{mag} segundo α	33
4.3	Circuitos magnéticos	34
4.4	Representação de apenas uma fase de um semi-estator.	35
4.5	Distribuição dos condutores de uma fase, $n_a(\alpha)$	36
4.6	Distribuição dos condutores numa fase, $n(\alpha)$	38
4.7	Distribuição resultante dos condutores, $n(\alpha)$	39
4.8	Análise espectral dos coeficientes de Fourier de $n_a(\alpha)$	39
4.9	Campo viajante criado no estator, $b_{vazio}(\alpha, t)$, para três instantes, t_1 , t_2 e t_3	42
4.10	Campo viajante criado no estator, $b_{h1}(\alpha, t)$, para quatro instantes, t_1 , t_2 , t_3 e t_4	43
4.11	Comparação das distribuições das componentes do campo de indução em vazio relativas às harmónicas 1, 3, 5, 7, 9 e 11, para o instantes t_1	44

4.12	Representações tridimensionais	45
4.13	$ \overline{B_M} $ em função do escorregamento s	49
4.14	δ_S em função do escorregamento s	50
4.15	Representação das correntes e fluxos presentes no rotor.	50
4.16	Diagrama dos fasores dos fluxos.	51
4.17	Distribuição do campo de indução transversal ao longo de z , com e sem rotor.	52
4.18	Representação tridimensional da distribuição do campo de indução $B(\alpha, z)$ para um dado instante	52
4.19	Força normal desenvolvida no rotor.	53
4.20	Binário desenvolvido no rotor considerando apenas a harmónica fundamental de enrolamento.	55
4.21	Binário respectivos ao efeito das harmónicas de enrolamentos separadamente	58
4.22	Binário resultante considerando as harmónicas de enrolamento	58
5.1	Linearização do motor em disco.	61
5.2	Linearização do motor em disco e a comparação com o modelo obtido com o Flux2D®.	62
5.3	Ampliação do modelo obtido com o Flux2D®.	63
5.4	Circuito eléctrico considerado para efeitos de simulação.	66
5.5	Tensões e correntes nas fontes	67
5.6	Desfasagem entre a tensão e a corrente na fonte.	68
5.7	Linhas de fluxo no motor ao longo do tempo para três instantes (topologia T_1)	69
5.8	Distribuição espacial do campo para três instantes (topologia T_1) . . .	69
5.9	Distribuição tridimensional do campo de indução ao em função do tempo e espaço (topologia T_1)	70
5.10	Linhas de fluxo no entreferro com o rotor (topologia T_1)	71
5.11	Velocidade linear do rotor em função do tempo (topologia T_1).	71
5.12	Binário desenvolvido pela topologia T_1	72
5.13	Modelo e respectiva ampliação do Flux2D® utilizado na simulação da topologia T_2	73
5.14	Linhas de fluxo no motor ao longo do tempo para três instantes (topologia T_2)	74
5.15	Distribuição espacial do campo de indução para três instantes (topologia T_2)	74
5.16	Comparação das distribuições espaciais dos campos de indução das topologias T_1 e T_2 para o mesmo instante t_1	75
5.17	Comparação da evolução das velocidades angulares ao longo do tempo das topologias T_1 e T_2	76
5.18	Comparação dos Binários em função da velocidades angular em <i>r.p.m.</i> , das topologias T_1 e T_2	76

5.19	Comparação dos Binários em função da velocidades angular em <i>r.p.m.</i> , das topologias T_1 (vermelho) e T_3 (azul)	78
5.20	Modelo e respectiva ampliação do Flux2D [®] utilizado na simulação da topologia T_4	79
5.21	Linhas de fluxo no motor (topologia T_4)	79
5.22	Comparação das distribuições espaciais dos campos de indução das topologias T_1 e T_4 para o mesmo instante t_1	80
5.23	Comparação dos binários em função da velocidades angular em rpm, das topologias T_1 e T_4	80
5.24	Comparação das velocidades angulares do rotor nas topologias T_1 e T_4 , em função do tempo.	81
5.25	Modelo e respectiva ampliação do Flux2D [®] utilizado na simulação da topologia T_5	82
5.26	Distribuição espacial do campo de indução criado no estator da topologia T_5	82
5.27	Comparação dos Binários em função da velocidades angular em <i>r.p.m.</i> , das topologias T_1 e T_5	83
5.28	Velocidade do rotor da topologia T_5 , em função tempo.	83
5.29	Comparação dos binários nas topologias T_1 , T_2 e T_4	84
6.1	Semi-estatores do protótipo da topologia T_1	87
6.2	Semi-estatores do protótipo da topologia T_2	88
6.3	Rotor dos protótipos	88
6.4	Aspecto final dos protótipos.	89
6.5	Bancada de ensaios e respectiva identificação.	90
6.6	Característica experimental binário / velocidade da topologia T_1	92
6.7	Comparação das características teórica, simulada e experimental binário/velocidade da topologia T_1	92
6.8	Esquema equivalente da máquina assíncrona.	93
6.9	Esquema equivalente monofásico da máquina assíncrona ligada ao transformador.	95
6.10	Aproximação de Kaap da Figura 6.9.	96
6.11	Aproximação de Kaap do esquema equivalente para o ensaio em curto-circuito.	97
6.12	Aproximação de Kaap do esquema equivalente para o ensaio em curto-circuito.	98

Lista de Tabelas

3.1	Medições da resistência duma bobina a diferentes temperaturas. . . .	23
3.2	Medições da Impedância duma bobina a diferentes temperaturas. . .	23
3.3	Coefficientes de auto-indução duma bobina a diferentes temperaturas.	23
5.1	Parâmetros principais do dimensionamento do modelo utilizado nas simulações.	63
6.1	Legenda da Figura 6.5.	90
6.2	Parâmetros do esquema equivalente de um transformador	95
6.3	Valores médios obtidos do ensaio em curto-circuito	96
6.4	Valores médios obtidos do ensaio em vazio	99
6.5	Parâmetros do esquema equivalente do protótipo T_1	99
6.6	Valores médios obtidos do ponto de funcionamento escolhido.	100
6.7	Potências no protótipo T_1	101

Conteúdo

Agradecimentos	iii
Resumo	v
Abstract	vii
Simbologia	ix
Subscritos	xii
Siglas	xiii
1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Objectivos do trabalho	1
1.3 Contribuições Originais	2
1.4 Estrutura do trabalho	2
2 Revisão Bibliográfica	5
2.1 Supercondutividade	5
2.2 Motores Supercondutores	6
2.3 Fita Supercondutora	9
2.4 Motores de Fluxo Axial	10
3 Projecto dos Protótipos	13
3.1 Passo Polar	13
3.2 Factor de Qualidade	14
3.2.1 Perdas no entreferro	17
3.2.2 Efeito pelicular em placas de espessura finita	18
3.2.3 Efeito do “ <i>Overhang</i> ” ou cabeça de bobina no Factor de Qua- lidade	18
3.2.4 Efeito da Saturação do Circuito Magnético	19
3.3 Projecto do Estator	20
3.3.1 Bobinas Supercondutoras	21
3.3.2 Topologia do Estator	24
3.4 Projecto do Rotor	26
3.4.1 Optimização do Raio e Respectivo “ <i>Overhang</i> ”	26
3.4.2 Optimização da espessura	27
3.5 Alimentação	28

4	Análise Teórica	31
4.1	Criação do Campo Viajante	31
4.1.1	Campo Magnético em vazio	33
4.1.2	Distribuição dos Condutores	35
4.1.3	Campo Viajante em Vazio	40
4.1.4	Análise Individual das Harmônicas	43
4.1.5	Campo Viajante em Vazio - Análise Tridimensional	44
4.1.6	Campo Viajante em Carga	45
4.1.7	Distribuição do Fluxo Transversal	49
4.2	Binário Desenvolvido no Rotor	53
4.2.1	Binário da Harmónica Fundamental	53
4.2.2	Binário Resultante Aproximado	55
5	Simulações	61
5.1	Topologias Estudadas	62
5.1.1	Simulações da Topologia T_1 : Materiais Ferromagnéticos	67
5.1.1.1	Simulações em Vazio	67
5.1.1.2	Simulações em carga	70
5.1.2	Simulações da Topologia T_2 : Ausência de Materiais Ferromagnéticos	73
5.1.2.1	Simulações em Vazio	73
5.1.2.2	Simulações em carga	75
5.1.3	Simulações da Topologia T_3 : Circuito do Primário em Cobre	77
5.1.4	Simulações da Topologia T_4 : Peças Polares Ferromagnéticas	78
5.1.5	Simulações da Topologia T_5 : Alteração da Distribuição dos Enrolamentos	81
5.2	Conclusões	84
6	Ensaio Experimentais	87
6.1	Construção dos Protótipos	87
6.2	Ensaio dos Protótipos	89
6.2.1	Topologia T_1 : Materiais Ferromagnéticos	91
6.2.1.1	Característica Binário/Velocidade	91
6.2.1.2	Circuito Equivalente de Steinmetz	93
6.2.1.3	Potências e rendimentos	100
6.2.1.4	Factor de potência	101
6.2.2	Topologia T_2 : Ausência de Materiais Ferromagnéticos	102
7	Conclusões	103
7.1	Síntese	103
7.2	Conclusões	104
7.3	Trabalho Futuro	105
	Bibliografia	107

1 Introdução

1.1 Motivação

Com o desenvolvimento dos supercondutores de alta temperatura (SAT), em 1986, capazes de transitar para o estado supercondutor à temperatura do azoto líquido (77 K) abriram-se horizontes na comunidade científica. Desde o desenvolvimento dos supercondutores de alta temperatura tem-se vindo a explorar a aplicação da supercondutividade em diversas áreas tecnológicas, nomeadamente nas máquinas eléctricas. A possibilidade de reduzir o volume e peso das máquinas relativamente ao seu equivalente clássico é de elevado interesse para a indústria dos transportes. Já a capacidade de transporte de corrente virtualmente sem perdas é alvo de estudos no mundo do transporte e geração de energia eléctrica. Mas apesar de todas as vantagens que apresentam, os SAT apenas funcionam a temperaturas muito baixas o que limita as suas aplicações.

Uma das vantagens das máquinas supercondutoras é o facto de permitirem criar campos magnéticos de elevada densidade devido à elevada corrente que os condutores permitem. Mas devido aos materiais ferromagnéticos do estator limita-se a potencialidade dos campos magnéticos de criarem campos de indução magnética acima dos 1,5 T. Por esta razão interessa estudar o efeito da ausência de materiais ferromagnéticos nos motores supercondutores.

Um dos potenciais motores para a aplicação de SATs são os motores de indução de fluxo axial nomeadamente os motores em disco. De simples construção e diversas aplicações devido ao reduzido volume e ausência de ferro no rotor. São máquinas que requerem alguma optimização e tornam-se assim um interessante alvo de estudo.

1.2 Objectivos do trabalho

Nesta dissertação pretende-se projectar, estudar, simular e ensaiar dois protótipos de motor de indução em disco com enrolamentos supercondutores no primário. Um com uma topologia que inclua materiais ferromagnéticos no estator, outra com a sua ausência.

A nível de projecto pretendem-se estudar métodos analíticos de optimização das dimensões e materiais dos motores em disco. Em certos aspectos recorre-se à bibliografia relacionada com motores de indução linear cuja proximidade com os motores em disco é também alvo de estudo desta dissertação

Pretende-se estudar analiticamente o comportamento do motor de modo a perceber os efeitos das escolhas efectuadas durante o projecto. O objectivo derradeiro do

estudo analítico dos motores será a obtenção da característica binário/velocidade. Este estudo analítico tem igualmente como fim o aprofundamento de conhecimentos sobre as máquinas eléctricas de indução.

De modo a efectuar as simulações dos protótipos recorre-se a um programa de elementos finitos comercial (Flux2D®). Devido às limitações do programa, as simulações são efectuadas sobre um modelo linearizado dos protótipos. Para melhor perceber os efeitos das escolhas feitas na projecção, deverão simular-se outras topologias e comparar-se os resultados.

Por fim são construídos e ensaiados os dois protótipos. obtém-se assim as características, com o auxílio de um travão electromagnético, que se comparam com os resultados teóricos e simulados. Para completar o estudo prático dos protótipos são obtidos os parâmetros do esquema equivalente de Steinmetz.

1.3 Contribuições Originais

De seguida apresentam-se as contribuições originais desta dissertação:

- Com base no factor de qualidade das máquinas eléctricas obteve-se uma expressão de optimização da espessura do rotor de um motor em disco.
- Efectuou-se o estudo do efeito das harmónicas espaciais de um motor em disco, com armadura supercondutora.
- Obteve-se a expressão capaz aproximar a característica binário/velocidade de um motor supercondutor, com elevada distorção devido a harmónicas espaciais.
- Com base em simulações, e resultados experimentais, efectuou-se um estudo comparativo entre duas topologias de motores supercondutores, um com materiais ferromagnéticos e outro com núcleo de ar.

1.4 Estrutura do trabalho

A presente dissertação encontra-se dividida em sete capítulos. Para além do presente, Introdução, os capítulos constituintes são de seguida enumerados e brevemente descritos

2. Revisão Bibliográfica : Neste capítulo efectuou-se o estudo de familiarização das diversas áreas abrangidas nesta dissertação de modo a conhecer o trabalho já efectuado para melhor enquadrar o estudo realizado nesta dissertação com o da bibliografia.

3. Projecto dos Protótipos: Descrevem-se e justificam-se todas as decisões efectuadas durante a projecção dos protótipos e partes inerentes, nomeadamente a nível de dimensões e materiais escolhidos. Também se descreve o dimensionamento da alimentação dos protótipos.

- 4. Análise Teórica:** Tentam-se prever o mais correctamente possível o funcionamento dos protótipos. Efectuam-se todos os cálculos necessários para obter uma previsão teórica característica binário/velocidade dos protótipos.
- 5. Simulações:** Simulam-se os dois protótipos de modo a poder comparar os resultados de cada um. Pretende-se igualmente com as simulações verificar os resultados teóricos. De modo a completar o estudo, verificam-se outras topologias que permitam retirar conclusões directas, isto é, apenas por comparação entre os resultados das simulações.
- 6. Resultados Experimentais:** Descrevem-se os procedimentos de ensaio e justificam-se as escolhas feitas. Analisam-se os resultados e retiram-se algumas conclusões por meio de comparação com os resultados teóricos e simulados. Obtém-se os parâmetros do esquema equivalente dos motores.
- 7. Conclusões:** Neste capítulo faz-se o apanhado geral das conclusões que foram feitas ao longo da dissertação. Retiram-se também conclusões relativas à análise geral dos resultados obtidos em comparação com os objectivos delineados inicialmente. Referem-se algumas perspectivas de trabalho futuro relacionado com esta dissertação.

2 Revisão Bibliográfica

Neste capítulo, efectua-se o estudo de familiarização das diversas áreas abrangidas nesta dissertação enquadrar o trabalho realizado com o da comunidade científica. É apresentado um resumo desse estudo, focado nomeadamente nas áreas da supercondutividade e sua aplicação, da máquina de indução e do motor em disco, dada a sua relevância para esta dissertação.

2.1 Supercondutividade

A capacidade de transportar corrente eléctrica sem resistência tem fascinado a comunidade científica desde a primeira observação do fenómeno por Onnes quando em 1911 conseguiu arrefecer um tubo de mercúrio a 4,2 K [1], ainda que incapaz de explicar o fenómeno da supercondutividade. Foi só em 1957 que, com base na teoria da mecânica quântica, se formulou a chamada teoria BCS que conseguiu com sucesso explicar teoricamente as principais propriedades dos supercondutores [2].

Mas tratava-se ainda de uma tecnologia de difícil aplicação dado que só se conseguia observar supercondutividade para temperaturas perto do zero absoluto. Foi a partir de 1986, quando se desenvolveram os chamados materiais supercondutores de alta temperatura (HTS-*High Temperature Superconductors*), que entravam em estado supercondutor à temperatura do Azoto líquido (77 K), que a tecnologia tornou-se mais passível de ser estudada e aplicada em produtos comerciáveis.

Actualmente existem dois tipos de materiais supercondutores. Os do Tipo I são compostos principalmente de metais e foi em torno deles que se formularam as primeiras experiências e teorias (BCS). São materiais cuja a passagem para o estado supercondutor é feita abruptamente e a temperaturas muito baixas (máximo 7.196K - Pb), e cujas principais propriedades são a resistência nula e diamagnetismo perfeito devido ao efeito de Meissner [3].

Os materiais do Tipo II podem ser cerâmicos ou compostos de ligas metais. Ainda que não exista uma explicação teórica concreta para o seu funcionamento estes são os tipos de supercondutores que se usam regularmente. Estes funcionam a temperaturas relativamente mais altas que os do Tipo I (máximo, em condições de pressão normal, 138K - $(Hg_{0.8}Tl_{0.2})Ba_2Ca_2Cu_3O_{8.33}$), e suportam campos magnéticos intensos sem perder o estado supercondutor (elevado campo magnético crítico H_c). Este tipo de supercondutores, ao contrário dos de Tipo I, tem um estado intermédio, entre os estados de supercondutividade e normal, o qual se mantêm enquanto a amplitude do campo magnético, H , presente nos materiais estiver compreendido entre um campo inferior, H_{c1} , e um superior, H_{c2} , sendo H_{c1} e H_{c2} . Neste estado intermédio, chamado

de estado misto, os materiais mantêm a propriedade de resistência aproximadamente nula (dependendo da ancoragem do fluxo da indução de forças electromotriz nos supercondutores) com as linhas de fluxo magnético capazes de penetrar o supercondutor através dos vórtices de Abrikosov [4].

Desde a descoberta dos supercondutores, nomeadamente dos materiais do tipo II, que académicos e engenheiros do mundo trabalham no sentido de aplicar estes materiais ao serviço da tecnologia. Têm-se investigado a aplicação de supercondutores em inúmeras áreas, nomeadamente nas áreas da energia, em transformadores de potência [5], reduzindo em muito o seu volume e peso, sendo que já existem alguns modelos no mercado [6]. No transporte e geração de energia procura-se reduzir as perdas de Joule com a aplicação de supercondutores. Temos o caso das SMES (*Superconducting Magnetic Energy Storage*) que são sistemas de armazenamento de energia eléctrica capazes de manter o fluxo de corrente eléctrica em caso de pequenas interrupções (segundos).

As propriedades de “*flux pinning*” ou ancoragem do fluxo, permitem elevados campos de densidade de fluxo magnético o que inspirou o desenvolvimento de magnetos capazes de ancorar campos até 17 T [7]. Estas propriedades magnéticas tornaram os supercondutores ideais para os reactores de fusão nuclear, pois são capazes de manter os plasmas em levitação que de outro modo destruiriam qualquer material com que entrassem em contacto [8]. Também se procura a aplicação de supercondutores na área da electrónica, como por exemplo na arquitectura de super-computadores e instrumentação como no caso dos SQUIDS (*Superconducting QUantum Interference Devices*) capazes de medir campos magnéticos com uma precisão nunca antes alcançada. Por fim, a área que é estudada nesta dissertação, a aplicação de supercondutores em motores eléctricos, em que se procura reduzir o volume dos motores face ao dos convencionais. Para um estudo mais específico das aplicações da supercondutividade remeter-se para a referência [9]

2.2 Motores Supercondutores

Um dos principais objectivos da engenharia sempre foi o de redução de custos e melhoria da rendimento. A investigação na área das máquinas eléctricas, nomeadamente nos motores, sempre progrediu no sentido de redução de perdas e volume dos motores. Com a descoberta dos SAT (Supercondutores de Altas Temperaturas) tornou-se a aplicação de supercondutores em motores eléctricos uma hipótese viável sendo que os custos necessários para os sistemas de refrigeração a azoto líquido (77K) seriam muito menores quando comparados com os materiais anteriores que necessitavam de hélio líquido (4,2 K).

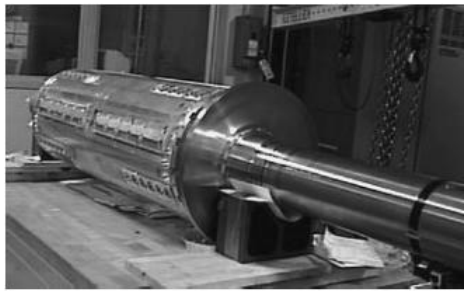
Foram estudadas várias topologias de motores supercondutores, as quais podem ser classificadas em quatro tipos:

- Os motores de relutância com a aplicação de blocos SAT no rotor aumentam a relutância no eixo em quadratura [10], [11] e [12]. Esta topologia, aplicável nomeadamente em motores de fluxo radial, demonstra muito potencial em [11]

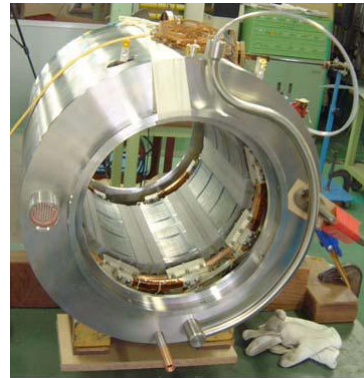
onde são aplicadas quatro variações da mesma topologia, observando-se resultados muito positivos sendo que, para as mesmas condições de funcionamento, se obtêm binários até 3 vezes superiores aos motores de relutância convencionais.

- Os motores de histerese que funcionam como motores síncronos. Nestes motores o rotor é composto por cilindros ou discos de SAT. Existe um estator convencional que cria um campo girante cujas linhas de fluxo atravessam o rotor através dos vórtices de Abrikosov e ficando ancoradas e arrastando o rotor à velocidade do campo. Esta topologia pode ser aplicada em motores de fluxo radial [10] e de fluxo axial em disco [13] e lineares [14].
- Os motores síncronos com supercondutores nos rotores que actuam como magnetos. Com base nas propriedades de ancoragem de fluxo dos SAT é possível criar magnetos permanentes com campos bastante mais intensos que os magnetos convencionais de terras-raras que são aplicados aos rotores, criando uma topologia igual à das máquinas síncronas de magnetos permanentes no rotor. É uma topologia bastante popular com resultados positivos comprovados [15],[16]. Ainda com base nas propriedades de ancoragem de fluxo dos SAT, é apresentada uma topologia mais alternativa [17], tratando-se de um conceito de motor supercondutor que usa segmentos de blocos de SAT em forma de um vector Halbach no rotor.
- Os motores com supercondutores na armadura para fins de criação do campo girante. A topologia mais intuitiva e mais amplamente usada, consiste na substituição directa do cobre das máquinas convencionais por materiais supercondutores permitindo assim maiores densidades de corrente para o mesmo volume de motor. As principais vertentes desta topologia variam entre aplicação de SAT no rotor ou no estator. Em [18] implementa-se um motor síncrono em tambor de 1000 cavalos (hp) com 8 pólos compostos de fita supercondutora no rotor (Figura 2.1a) comprovando-se o aumento da potência específica do motor relativamente a um convencional. Em [19] observa-se o caso de enrolamentos supercondutores no estator (Figura 2.1b) de um motor síncrono em tambor de 15 kW onde foi testado com aplicação a hélices de barcos e de onde se obtiveram, igualmente, resultados satisfatórios.

No estudo efectuado não foi possível concluir qual das topologias será a mais rentável dada à escassez de artigos entre comparações de topologias. Em todo o caso a topologia deverá ser escolhida consoante o tipo de aplicação. Mas uma opinião generalizada é a de que apenas se torna rentável optar pelos motores supercondutores para projectos de potência acima dos 1000 cavalos [20]. Isto porque só para estes níveis de potência é que o preço inicial e de manutenção de sistemas criogénicos compensam as perdas que se teriam em máquinas convencionais. Isto não invalida os estudos para motores SAT de potência inferior dado que estes motores continuam



(a) Rotor do motor supercondutor de 1000 hp [18]

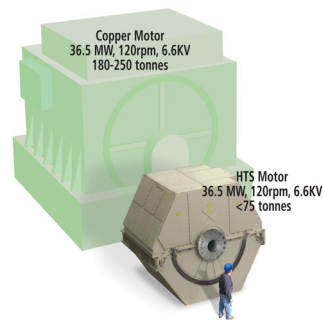


(b) Estator do motor supercondutor de 15 kW [19].

Figura 2.1: Estator e rotor com materiais supercondutores.



(a)



(b)

Figura 2.2: Motor SAT de 36,5 MW e respectiva comparação com um motor convencional de igual potência. [21]

a ser de peso e volume reduzido relativamente aos convencionais, aspecto de grande relevância para vários projectos, nomeadamente na área dos transportes onde importa manter peso e volume dos motores reduzido. Também em aplicações onde já existe criogenia torna-se particularmente útil a utilização de motores supercondutores de baixa potência.

Em suma, o estudo bibliográfico feito revela que os motores SAT tem estado em constante evolução, e presentemente já existem empresas que os comercializam. Na American Superconductors (AMSC) chegam-se a projectar motores de 36,5 MW (Figura 2.2) [21].

2.3 Fita Supercondutora

Com a criação dos SAT tornou-se potencialmente viável a utilização de supercondutores em aplicações de energia, sendo que a ideia mais intuitiva era a de substituir o cobre das máquinas eléctricas, transformadores e linhas de transmissão. O que não era muito viável dado que os primeiros SAT criados eram blocos cerâmicos muito frágeis e rígidos. Nesta linha de pensamento surgiram as fitas supercondutoras, que são condutores eléctricos capazes de transportar até 250 vezes mais densidade de corrente do que um condutor de cobre com a mesma secção. No entanto a liberdade mecânica das fitas é bastante menor que a do cobre não sendo possível dobrar a fita mais do que um ângulo crítico sem que esta perca as propriedades.

Existem dois tipos de fitas supercondutoras: as fitas de primeira geração e de segunda geração. As fitas de primeira geração são vários filamentos de material supercondutor, usualmente BSCCO ($Bi - Sr - Ca - Cu - O$), depositados numa fita de um condutor de baixa resistividade (Prata - Ag) (Figura 2.3a). Demonstram grande capacidade de transporte em longos segmentos de fita, cerca de 2000 metros, sem perda de uniformidade e boa resistência mecânica. Ainda assim demonstram um baixo campo crítico nomeadamente para campos magnéticos perpendiculares à face da fita, que reduzem drasticamente a sua corrente crítica. Também o facto de necessitar de materiais como prata torna o material oneroso.

As fitas de segunda geração foram criadas com o propósito de melhorar o desempenho das fitas supercondutoras para altas temperaturas e campos magnéticos de maior intensidade [22]. Resultam da deposição de uma película de YBCO ($Y - Ba - Cu - O$) com uma camada de um metal de textura biaxial, usualmente níquel, daí que se utilize aço inoxidável, rico em níquel. Entre as duas partes existe uma camada de separação, “buffer”, de modo a proteger o YBCO do Ni e a permitir uma boa transferência da textura biaxial [21] (Figura 2.3). Este tipo de fitas permite grandes densidades de corrente e com valores de corrente e campo magnético críticos bastante acima das fitas de primeira geração.

Apesar das características da fita de segunda geração serem superiores, escolheu-se, para esta dissertação, a fita de primeira geração BSCCO devido à disponibilidade de material já existente.

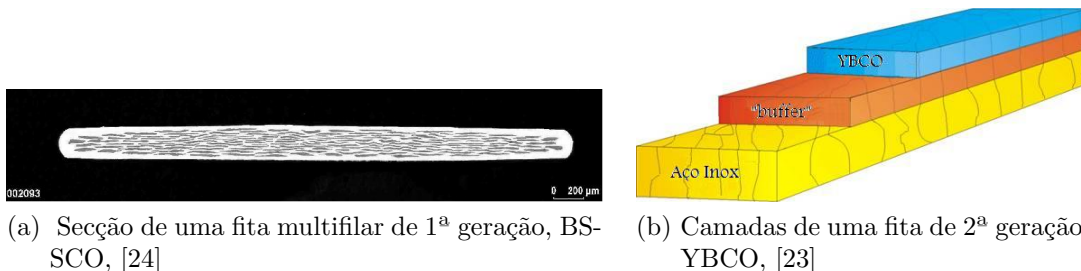


Figura 2.3: Fitas supercondutoras de alta temperatura

2.4 Motores de Fluxo Axial

Os motores de fluxo axial derivam dos motores de fluxo radial convencionais por meio de uma modificação estrutural de forma a manter as mesmas relações direccionais entre fluxo magnético, corrente e direcção de movimento.

O motor linear, em disco e tubular são conhecidas tipos de motores de fluxo axial [29]. Na Figura 2.4 observa-se como se obtém um motor linear a partir de um em tambor e como se mantêm os requisitos para que se desenvolva no secundário a força de Lorentz, \vec{F} em que \vec{B} é o campo de indução magnético que deverá atravessar perpendicularmente os condutores atravessados por uma corrente i .



Figura 2.4: Modificação de um motor em tambor para linear.

Nas máquinas síncronas e de corrente contínua, são necessários contactos deslizantes para alimentar o rotor. A o modo de operação mais conveniente para as máquinas de fluxo axial será o assíncrono, o que permite que o secundário seja alimentado indirectamente por indução do primário tornando desnecessária a presença de contactos deslizantes no rotor. O método mais simples de criar um motor linear de indução será substituir o rotor por uma placa de material condutor (Alumínio ou Cobre) simplificando o processo de construção, tornando desnecessária a presença de ferro no rotor tornando-o bastante mais leve e pequeno. Aplicando a transformação observada na Figura 2.5, obtém-se o motor em disco de indução. A ausência de um circuito magnético definido causa uma grande dispersão de fluxo magnético e consequentes perdas.

Utilizando um topologia com um primário duplo (Figura 2.6) consegue-se fechar o circuito magnético e ainda se obtém um binário quatro vezes maior a um primário simples dado que o binário é proporcional ao quadrado da corrente [25].

Os motores em disco são de construção simples e relativamente barata. Usualmente são motores de baixas potências (menos de 1000 hp) o que, como observado na secção 2.2 não o torna alvo ideal de aplicação de supercondutores pois não compensa as perdas necessárias para um sistema criogénico. Porém considerando que se trata de um motor ideal para aplicações que requerem motores leves e pouco volumosos, p.e. em veículos eléctricos, a utilização de supercondutores potencia a redução do volume e peso do motor. Por estas razões torna-se interessante estudar a aplicação

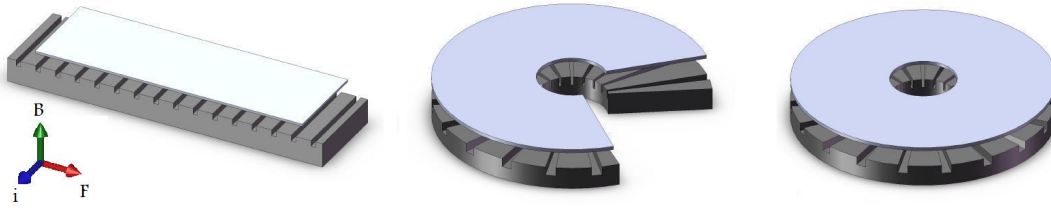


Figura 2.5: Modificação de um motor linear para disco.

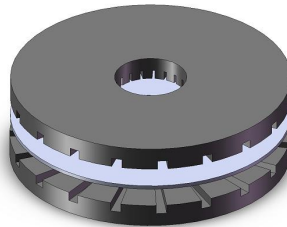


Figura 2.6: Motor de indução em disco com estator duplo

de supercondutores em motores de indução em disco. Em [13] faz-se o estudo de um motor em disco de histerese com o secundário composto por YBCO. De seguida, estuda-se nesta dissertação o efeito de materiais supercondutores na armadura.

3 Projecto dos Protótipos

Num motor eléctrico de corrente alternada rotativo a armadura, ou estator, tem como função a criação de um campo de indução magnético girante, que no caso dos motores de indução convencionais, é responsável por induzir forças electromotrizes (f.e.m) no rotor. Este por sua vez deverá ter um circuito eléctrico fechado, onde vão circular correntes eléctricas que criam um campo girante que interage com o campo girante do primário, resultando um binário desenvolvido na parte móvel do motor, neste caso no rotor. Este irá girar a uma velocidade angular Ω inferior à velocidade do campo girante criada no primário ω_1 segundo a relação dada por (3.1), em que s se denomina escorregamento e ω_1 é proporcional ao número de pares de pólos do primário, p , e à frequência das correntes de alimentação, f , segundo (3.2).

$$\Omega = \omega_1 \cdot (1 - s) \quad (3.1)$$

$$\omega_1 = \frac{f}{p} \cdot 2\pi \text{ [rad/s]} \quad (3.2)$$

Para uma melhor descrição da máquina de indução remeter-se para [26] e [27].

Tendo em conta que se pretendem projectar dois protótipos com e sem circuitos ferromagnéticos como a bibliografia existente se refere nomeadamente ao primeiro tipo de motores, optou-se por projectar primeiro o motor com núcleo de ferro tendo em consideração aspectos de projecto já bem conhecidos das máquinas clássicas. Com base no protótipo obtido, projecta-se o outro motor, de dimensões semelhantes, isento de ferro, de modo a poder-se obter um estudo comparativo credível. Seria impraticável, e sairia do foco dos objectivos desta dissertação, efectuar os mesmos estudos para projectar um motor isento de ferro, por esta razão apenas se fazem os estudos para o projecto do protótipo com núcleo de ferro.

Neste capítulo descrevem-se as decisões tomadas ao longo da projecção do protótipo do motor com núcleo de ferro. Apenas as bobinas são efectivamente construídas e testadas neste capítulo. Para a construção das restantes partes, devido ao investimento que seria necessário, esperou-se primeiro pelos resultados teóricos e simulados de modo a verificar se seria possível o seu funcionamento.

3.1 Passo Polar

Muitos dos estudos do motor em disco feitos nesta dissertação têm como base a linearização do motor em disco e alguns dos conceitos dos motores lineares.

A este ponto torna-se importante definir o conceito de passo polar considerado. Isto porque enquanto nas máquinas de topologia cilíndrica torna-se lógico definir

passo polar como um ângulo, já o mesmo não se passa para máquinas de topologia linear sendo que o passo polar é definido como unidade de comprimento. Ou seja, para se definir o passo polar de um motor em disco em unidades de comprimento é necessário assumir um raio, r , por sua vez o passo polar em unidade de comprimento corresponde ao arco dado pelo seguinte produto

$$\tau_p(u.c.) = \tau_p(rad) \cdot r \quad (3.3)$$

De modo a manter a coerência escolhe-se para r o raio médio do estator, r_{med} . Deste modo considera-se, para futuros cálculos, o passo polar dos protótipos em unidades de comprimento e usa-se a nomenclatura simplificada, τ_p . Rescrevendo 3.3

$$\tau_p = \tau_p(rad) \cdot r_{med}$$

3.2 Factor de Qualidade

Uma das grandezas utilizadas na avaliação geral das máquinas eléctricas é o factor de qualidade, Q . O conceito parte do princípio que todas as máquinas eléctricas consistem em circuitos magnéticos e eléctricos que interagem entre eles. No caso específico da máquina de indução, a situação é simplificada, resultando apenas o circuito eléctrico no primário, um circuito magnético que se fecha através do primário, entreferro e secundário e o circuito eléctrico do secundário, obtendo-se a estrutura representada na Figura 3.1a. Dado que a relação entre o circuito eléctrico primário e o circuito magnético criado é bem definida na máquina de indução, pode-se classificar a máquina apenas por observação do circuito magnético e do circuito eléctrico do secundário como se observa na Figura 3.1b.

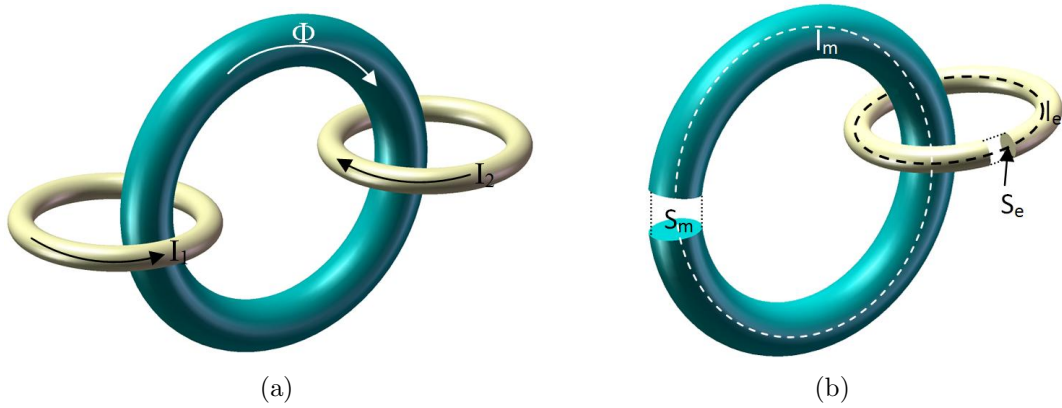


Figura 3.1: Circuitos fundamentais numa máquina de indução

O propósito de um motor eléctrico é a conversão de energia eléctrica em energia mecânica. Logo, a força desenvolvida é proporcional ao fluxo ϕ e à corrente I . Uma

boa máquina é aquela capaz de transportar fluxo e corrente sem perdas, i.e. transportar bastante corrente para uma baixa f.e.m. aplicada e bastante fluxo para uma baixa força magneto motriz (f.m.m.) [29].

Escrevendo a lei de Ohm para os circuitos eléctricos

$$f.e.m. = I R = I \left(\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l_e}{S_e} \right)$$

e a lei de Hopkinson para os circuitos magnéticos

$$f.m.m. = \phi \mathfrak{R} = I \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{l_m}{S_m} \right)$$

temos então que o factor de qualidade será tanto maior quanto menor for a resistência eléctrica do circuito eléctrico do secundário, R , e quanto menor for a relutância magnética do circuito magnético, \mathfrak{R} . O factor de qualidade é então definido por:

$$Q = k \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{1}{\mathfrak{R}} = k \frac{\sigma S_e}{l_e} \cdot \frac{\mu S_m}{l_m} \quad (3.4)$$

sendo que

σ - condutividade eléctrica do circuito eléctrico do secundário [$S \cdot m \cdot m^{-2}$]

μ - permeabilidade magnética [$H \cdot m^{-1}$]

l_e - comprimento do circuito eléctrico do secundário [m]

S_e - secção do circuito eléctrico do secundário [m^2]

l_m - comprimento do circuito magnético [m]

S_m - secção do circuito magnético [m^2]

De modo a tornar a equação (3.4) adimensional, segundo [29], k deverá ser substituído pela frequência angular ω . Reescrevendo a equação (3.4) resulta

$$Q = \omega \sigma \mu \frac{S_e}{l_e} \cdot \frac{S_m}{l_m} \quad (3.5)$$

A equação (3.5) está escrita na forma generalizada e pode agora ser modificada para qualquer tipo de máquina assíncrona. Nas máquinas convencionais os materiais são usualmente os mesmos, sendo que as propriedades σ e μ dos materiais não permitem grande dimensionamento tal como a frequência da rede. Deste modo, a equação mostra que para se projectar uma boa máquina eléctrica dever-se-á garantir que os circuitos, eléctricos e magnéticos, tenham grandes secções para pequenos segmentos. Já com a aplicação de SAT nas máquinas eléctricas tem-se um factor σ muito superior, quando aplicados no secundário, o que torna a relação de S_e e l_e menos significativa.

Para saber o factor de qualidade especificamente para os motores de indução em disco é necessário conhecer as secções e comprimentos dos circuitos. Na Figura 3.2a

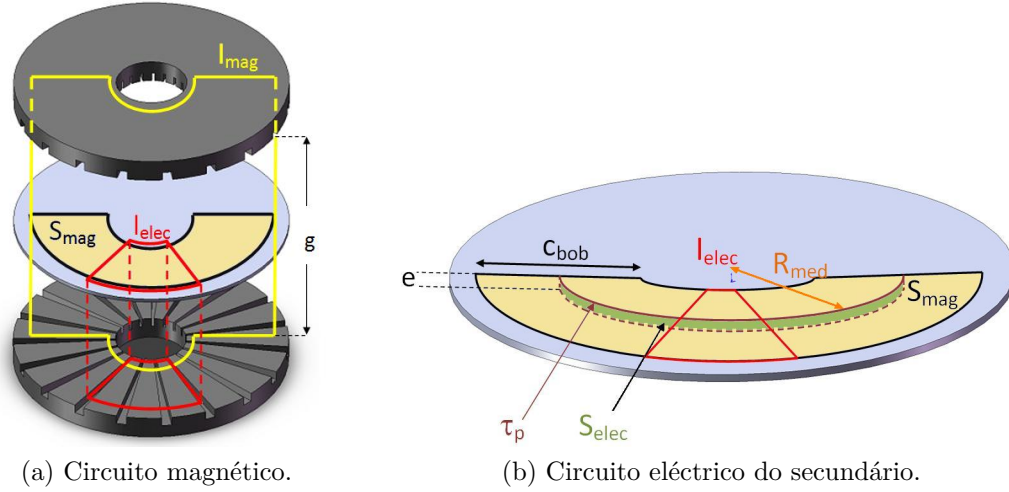


Figura 3.2: Secções e caminhos eléctricos e magnéticos de um motor em disco.

está representado um motor em disco generalizado com rotor em placa e dois semi-estatores. Considerando o passo polar representado na Figura 3.2b, a secção que é atravessada pelas linhas de fluxo de um pólo, S_{mag} , está representada sobre o rotor a amarelo, sendo que a as linhas de fluxo percorrem o caminho médio representado pela linha amarela, l_{mag} . Dado que a relutância magnética do ferro é desprezável em relação à do ar contabiliza-se para l_{mag} apenas o caminho percorrido no ar, ou seja o entreferro g .

O circuito eléctrico do rotor não tem um caminho definido, sendo que as linhas de corrente se fecham livremente pelo disco de alumínio. Em [25] é feita a aproximação de uma placa de alumínio a um rotor em gaiola de esquilo linearizado. Nesse trabalho as barras são coincidentes com os enrolamentos do indutor, dado que o caminho médio percorrido na placa é idêntico ao percorrido pelas bobinas da armadura. Tendo em conta esta aproximação resulta que o caminho médio percorrido pelas corrente do secundário, l_{elec} , é o representado sobre o rotor a vermelho que está directamente por cima do perfil de uma bobina do estator e o seu comprimento é igual ao perímetro de uma das bobinas. A secção atravessada pela corrente no induzido torna-se difícil de definir considerando-se apenas a parte radial do caminho da corrente; deste modo a secção atravessada por esse caminho, S_{elec} , está representada na Figura 3.2b, e consiste no produto do passo polar, τ_p , pela espessura do disco, e .

Das afirmações anteriores, resultam as seguintes relações:

$$l_{mag} = 2 \cdot g \quad (3.6)$$

$$S_{mag} = \int_{c_{bob}} \left(\frac{2\pi}{2p} \cdot r \right) dr = \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{p} \cdot c_{bob}^2 \quad (3.7)$$

$$l_{elec} = 2 \cdot c_{bob} \quad (3.8)$$

$$S_{elec} = \tau_p \cdot e \quad (3.9)$$

substituindo em (3.4)

$$Q = 2\pi f \cdot \frac{1}{\rho_{Al}} \cdot \mu_0 \cdot \frac{\tau_p e}{2 c_{bob}} \cdot \frac{\frac{1}{2} \frac{\pi}{p} \cdot c_{bob}^2}{2 \cdot g} = \frac{\pi^2 f \mu_0 \tau_p e c_{bob}}{4 \rho_{Al} g p}. \quad (3.10)$$

O factor de qualidade neste tipo de máquinas pode também ser expresso em função da resistência do secundário, r_2 , e a reactância de magnetização X_m , resultando na expressão alternativa

$$Q = \frac{X_m}{r_2}. \quad (3.11)$$

Resultam assim as expressões do factor de qualidade de um motor em disco de p pólos. Ainda assim existem factores de correcção a considerar para os motores de fluxo axial que normalmente se desprezam para motores de fluxo radial, devendo-se nomeadamente aos entreferros maiores, à topologia dos rotores em placa e a secção do rotor que usualmente sobressai relativamente ao estator, designado por “*overhang*” ou cabeça de bobina.

De seguida apresentam-se alguns factores de correcção obtidos com base na bibliografia sobre motores lineares de indução. Para estes efeitos assume-se a semelhança dos motores lineares com os motores em disco.

3.2.1 Perdas no entreferro

Devido à espessura do secundário e da própria construção, as máquinas de fluxo axial têm os entreferros relativamente maiores do que as máquinas de fluxo radial. No estudo das máquinas clássicas, devido aos pequenos entreferros, é assumido que o fluxo atravessa o entreferro num caminho rectilíneo e penetra no secundário, normal a este. O mesmo não se pode assumir para as máquinas de fluxo axial já que para maiores entreferros existe maior fluxo de dispersão. Observando a Figura 3.3 conclui-se que não se pode fazer a mesma aproximação para máquinas com grandes entreferros. Em [28] é dado o factor de correcção k_l para este tipo de entreferros

$$k_l = \frac{\sinh\left(\frac{\pi}{\tau_p} \cdot g_0\right)}{\frac{\pi}{\tau_p} \cdot g_0} \quad (3.12)$$

em que g_0 é o entreferro mecânico, e resulta então o entreferro efectivo

$$g = k_l \cdot g_0. \quad (3.13)$$

Para motores com apenas um semi-estator g_0 deverá ser substituído por $1/2 \cdot g_0$.



Figura 3.3: Linhas de fluxo entre os primários de um motor linear com um grande entreferros [28]

3.2.2 Efeito pelicular em placas de espessura finita

As placas que formam o secundário deverão ser pouco espessas, pois para grandes espessuras, o entreferro aumenta, o que é indesejável, mas por outro lado a espessura limitada da placa aumenta a resistência do rotor. Uma das razões para esse aumento, deve-se ao efeito pelicular que em placas de espessura reduzida poderão ter uma profundidade de penetração superior à espessura do disco. Deste modo a condutividade efectiva do material do secundário, σ , deverá ser substituída por

$$\sigma_{Al} = \frac{\sigma}{k_{sk}}$$

em que o factor de correcção k_{sk} é dado por [28]

$$k_{sk} = \frac{2e}{d_s} \cdot \left[\frac{\sinh\left(\frac{2e}{d_s}\right) + \sin\left(\frac{2e}{d_s}\right)}{\cosh\left(\frac{2e}{d_s}\right) - \cos\left(\frac{2e}{d_s}\right)} \right] \quad (3.14)$$

sendo e é a espessura da placa e d_s a profundidade de penetração dada por

$$d_s \sim \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \pi f_1 s \sigma_{Rotor} + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{\tau_p}\right)^2}}.$$

Na equação anterior, f_1 é a frequência de alimentação do estator e s é o escorregamento previsto. Para motores de duplo-estator deverá substituir-se e por $1/2 \cdot e$.

De notar que as expressões acima referidas são descritas para um secundário em placa que possua material ferromagnético, de modo a criar um circuito magnético de menor relutância. Dado que o motor estudado será de duplo estator com material ferromagnético a fechar o circuito magnético, assume-se que se podem aplicar as expressões acima referidas ainda que o secundário seja apenas a placa de material condutor, isento de ferro.

3.2.3 Efeito do “Overhang” ou cabeça de bobina no Factor de Qualidade

Se observarmos na Figura 3.2 o percurso das correntes que circulam no rotor observa-se que é necessária uma porção de rotor de modo a permitir o percurso de retorno das correntes. A bibliografia refere-se a esta porção de rotor como “overhang”, que se sobressai relativamente aos enrolamentos do estator como se observa na Figura

3.4. Apesar de ser necessária envolve efeitos adicionais nomeadamente na resistência efectiva do rotor e consequentemente no factor de qualidade.

Em [25] apresenta-se o factor de correcção de Russel-Norsworthy que é dado por

$$K_S = 1 - \frac{\tanh\left(\frac{\pi c_{bob}}{2\tau_p}\right)}{\frac{\pi c_{bob}}{2\tau_p} \cdot \left[1 + \tanh\left(\frac{\pi c_{bob}}{2\tau_p}\right) \cdot \tanh\left(\frac{a-c_{bob}}{2\tau_p}\right)\right]} \quad (3.15)$$

em que c_{bob} , representa o comprimento efectivo do primário equivalente ao comprimento das bobinas e $(a - c_{bob})$ representa a porção de rotor que sobressai do primário. Destas expressões, resulta que a resistência do rotor deverá ser corrigida multiplicando o factor $1/K_S$, obtendo-se assim um valor aproximadamente corrigido do efeito do “*overhang*” na resistência do rotor.

De notar que o factor de correcção terá sido estudado para motores de indução lineares em que usualmente a porção do rotor que sobressai é igual para ambos os lados, já o mesmo não se passa para os motores em disco. Por esta razão aplica-se a seguinte modificação

$$(a - c_{bob}) = a_1 + a_2 \quad (3.16)$$

Em que a_1 e a_2 vêm representados na Figura 3.4

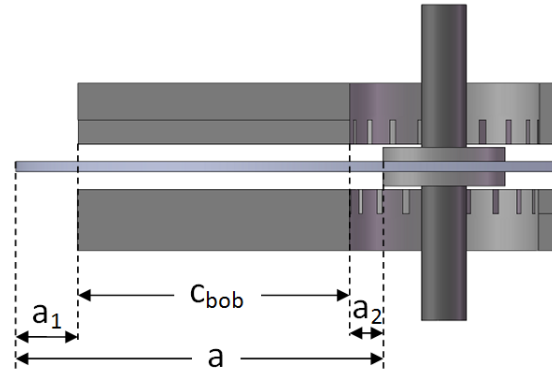


Figura 3.4: Representação do “*overhang*” num motor em disco seccionado

3.2.4 Efeito da Saturação do Circuito Magnético

Usualmente nas máquinas eléctricas existem circuitos magnéticos compostos de materiais ferromagnéticos. Estes materiais permitem orientar as linhas de fluxo resultando numa maior densidade de fluxo magnético no entreferro. Ainda assim, estes materiais só poderão orientar linhas de fluxo até uma certa intensidade de campo magnético a partir da qual se dá o fenómeno chamado de saturação magnética.

Em [28] apresenta-se o factor de correcção que contempla o fenómeno da saturação dos materiais ferromagnéticos, quando presentes, dado por

$$k_p \sim \frac{\mu_0 \tau_p^2}{\pi^2} \left(\frac{1}{\mu_i \delta_i g_0 k_c} \right) \quad (3.17)$$

em que μ_i é o a permeabilidade do material do circuito magnético, k_c é o factor de Carter, e δ_i vem dado por:

$$\delta_i = \Re e \left[\frac{1}{\sqrt{\frac{\tau_p^2}{\pi^2} + j 2 \pi f \mu_i \cdot \frac{s \sigma_i}{k_{tri}}}} \right]$$

sendo que σ_i é o a condutividade do material do circuito magnético e

$$k_{tri} \sim \frac{1}{1 - \frac{\tau_p}{\pi(2 c_{bob} + g_0)} \cdot \tanh \left(\frac{\pi(2 c_{bob} + g_0)}{\tau_p} \right)}$$

Aplicando os coeficientes de correcção obtidos obtém-se a expressão corrigida do factor de qualidade, rescrevendo a equação (3.10) vem:

$$Q = \frac{\pi^2 f \mu_0 \sigma_{Al} \tau_p e c_{bob}}{4 p g_0 k_l k_{sk} (1 + k_p)} \cdot K_S \quad (3.18)$$

3.3 Projecto do Estator

O desempenho de um motor de corrente alternada recai muito no campo viajante gerado pelo estator. Idealmente, o campo viajante deverá ter uma distribuição sinusoidal e deverá viajar pelo estator, ao longo tempo. A Figura 3.5 mostra a forma de um campo viajante ideal num motor linearizado de corrente alternada de dois pólos para quatro momentos diferentes, sendo possível observar o deslocamento da onda.

Nas máquinas trifásicas este campo é criado através de sistemas independentes de condutores que são dispostos ao longo do estator com um certo desfasamento espacial entre eles, consoante o número de pares de pólos que se pretende. Para se criar um campo viajante, estes condutores deverão ser alimentados por um sistema trifásico de correntes e idealmente a distribuição de força magneto motriz, f.m.m, criada pelo estator deverá ser uma distribuição sinusoidal segundo (3.19), (3.20) e (3.21), em que N_c é o número máximo de condutores por enrolamento, I o valor máximo de corrente que passa nos condutores e α o andamento angular ao longo do primário.

$$fmm_a(\alpha) = \frac{N_c \cdot I}{2} \cdot \text{sen}(\alpha) \quad (3.19)$$

$$fmm_b(\alpha) = \frac{N_c \cdot I}{2} \cdot \text{sen}(\alpha - 120^\circ) \quad (3.20)$$

$$fmm_c(\alpha) = \frac{N_c \cdot I}{2} \cdot \text{sen}(\alpha + 120^\circ) \quad (3.21)$$

Nos motores em disco pretende-se a mesma distribuição de f.m.m ao longo de α . Para um primário de dois pólos com dois enrolamentos para cada fase apresenta-se na

Figura 3.6 como deverão ficar distribuídos os enrolamentos e respectivos enrolamentos simétricos. Nesta figura, são também apresentadas as ligações das fases a , b e c sendo as fases a' , b' e c' respectivas aos enrolamentos simétricos.

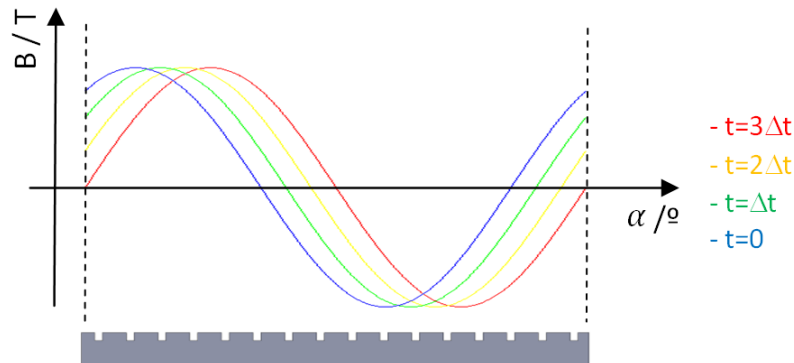


Figura 3.5: Deslocamento ideal do campo viajante.

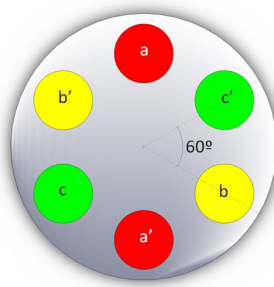


Figura 3.6: Distribuição dos enrolamentos e ligação das fases.

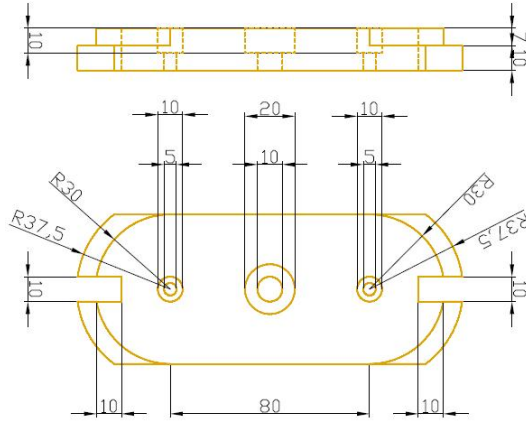
3.3.1 Bobinas Supercondutoras

Dado que se pretendem construir dois protótipos, onde se variam os materiais dos estatores, é importante um projecto simples e de baixo orçamento.. Com estas considerações em mente, optou-se por projectar as bobinas como blocos independentes de modo a serem móveis e poderem ser montadas num e noutro estator.

Pretende-se criar no estator um campo viajante a partir de enrolamentos supercondutores, para tal usou-se uma fita supercondutora multifilamentar isolada de primeira geração com filamentos de Bi-2223, detalhada no Anexo 1. Trata-se de uma fita com algumas limitações mecânicas nomeadamente o raio de curvatura mínimo de 30 mm. Ou seja a dimensão das bobinas, e consequentemente do motor, ficam assim restringidas pelas limitações da fita. Criou-se o molde que se observa na Figura 3.7a e enrolou-se em torno deste vinte espiras de fita SAT. De modo a garantir um dos protótipos isento de materiais ferromagnéticos, usou-se nylon, material dielétrico e insensível ao fluxo magnético, para o núcleo das bobinas, implicando algumas limitações para o protótipo com circuito ferromagnético. As espiras foram fixadas ao

3 Projecto dos Protótipos

molde com auxílio de resina epoxy e foram soldados excertos de malha de alumínio nos terminais da fita. Foram produzidas doze bobinas, seis para cada semi-estator, com o aspecto final representado na Figura 3.7b.



(a) Projecto do molde das bobinas supercondutoras (usando o AutoCad 2010®, em mm).



(b) Aspecto final das bobinas criadas.

Figura 3.7: Bobinas utilizadas na dissertação.

Cada bobina ficou com aproximadamente 6,97 m de fita supercondutora; a corrente crítica da fita está referenciada para 90 A a 77 K, temperatura do azoto líquido, que se usa para a refrigeração. Mas devido ao formato da bobina, ao ser atravessada por correntes de 90 A, vão se gerar campos magnéticos transversais à face da fita, os quais comprometem o estado de supercondutividade. Deste modo a corrente crítica da bobina será inferior aos 90 A. Espera-se igualmente que a corrente crítica das bobinas, aquando montadas nos semi-estatores, seja menor que 90 A isto porque, cada bobina, estará sob o efeito de campos magnéticos transversais de todas as outras bobinas.

De maneira a determinar a corrente crítica testou-se uma bobina em azoto líquido alimentada com uma corrente alternada até 100 A. Aumentando a corrente de forma gradual com o auxílio de um auto-transformador, observou-se que para correntes acima dos 88 A a bobina perdia o estado de supercondutividade, havendo uma subida imediata da resistência, diminuindo consequentemente a corrente do circuito.

Torna-se impraticável medir a resistência exacta das bobinas uma vez que não se pode ligar a fita directamente aos aparelhos; isto implica que haja contactos não supercondutores no circuito aumentando assim a resistência total. Por esta razão a medida de resistência obtida para as bobinas inclui a resistência dos contactos de alumínio e da solda que os liga à fita. Para efectuar a medição da resistência recorreu-se a aparelhos de alta sensibilidade. Estes aparelhos estabelecem uma corrente que passa através do componente e medem a respectiva queda de tensão nos terminais do componente e a partir da lei de Ohm, é obtido o valor da resistência. Efectuou-se a

medição da resistência de uma bobina enquanto mergulhada em azoto líquido, sendo o seu valor apresentado na Tabela 3.1

Temperatura (K)	297,15	77
Resistência de uma bobina (Ω)	0,2469	0,00082

Tabela 3.1: Medições da resistência duma bobina a diferentes temperaturas.

Note-se que estas medições incluem os terminais da bobina são compostos de alumínio, que apesar de ser bom condutor, tem maior resistência que o SAT da fita.

De modo a determinar o coeficiente de auto-indução, L_{bob} , alimentou-se uma bobina com uma tensão alternada e mediu-se a corrente que atravessava o circuito. As medições foram feitas para 297,15 K (20° C) e 77 K; os resultados apresentados na Tabela 3.2 são a média de cinco medições.

Temperatura (K)	297,15	77
Impedância de uma bobina (Ω)	0,2501	0,0308

Tabela 3.2: Medições da Impedância duma bobina a diferentes temperaturas.

Deste modo podemos calcular L_{bob} . Sendo que a impedância, \overline{Z}_{bob} , da bobina é dada por

$$\overline{Z}_{bob} = R_{bob} + j \cdot X_{bob}$$

$$X_{bob} = \sqrt{Z_{bob}^2 - R_{bob}^2}$$

$$L_{bob} = \frac{X_{bob}}{2 \cdot \pi \cdot f}$$

Então vem na Tabela 3.3 os resultados obtidos para L_{bob} :

Temperatura (K)	297,15	77
$L_{bob}(\mu H)$	125	98,1

Tabela 3.3: Coeficientes de auto-indução duma bobina a diferentes temperaturas.

Teoricamente os valores de L_{bob} deveriam ser igual para ambas as temperaturas. Ainda assim considera-se que a diferença entre os valores obtidos seja relativamente pequena em relação à diferença entre os valores de resistência. Logo conclui-se que a variação nos valores de L_{bob} deve-se a erros de medição.

3.3.2 Topologia do Estator

Como foi referido em 3.3.1, pretende-se construir dois protótipos ambos com topologias semelhantes de modo a que as bobinas e rotor utilizados sejam os mesmos. Desta forma é possível reduzir custos e garantir que o estudo comparativo entre estatores ferromagnéticos e não ferromagnéticos, é feito nas mesmas condições com estatores de material diferente. Criaram-se dois estatores, cada um compostos por dois semi-estatores idênticos.

A topologia do estator é limitada ao formato das bobinas sendo que em [14] estudaram-se as possíveis topologias de um estator de um motor linear. Neste trabalho, comparam-se três possíveis topologias (Figura 3.8). Fez-se, para cada topologia, um estudo da f.m.m. desenvolvida no estator, do nível de distorção harmónica e da velocidade linear. Comparando os resultados conclui-se que a topologia T_3 , apesar de ter um elevada distorção harmónica, compensa pelo facto de ser de construção simples e pouco onerosa. Com base nesta topologia projectaram-se os semi-estatores em disco. Tendo em conta o molde das bobinas, optou-se por uma estrutura lisa sem cavas sobre a qual as bobinas seriam aparafusadas e no centro um encaixe para os rolamentos do rotor.

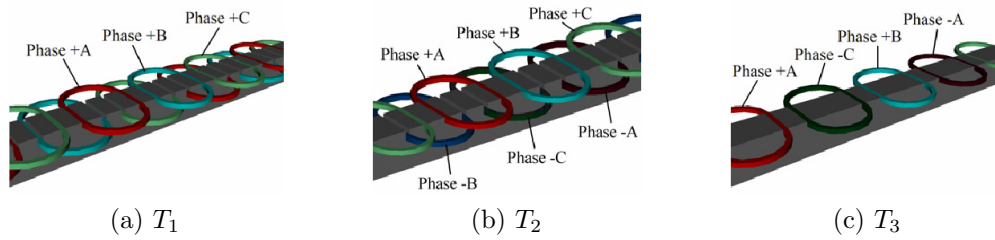


Figura 3.8: Topologias estudadas em [14]

Os semi-estatores do primeiro protótipo são compostos de aço, com 10 mm de espessura, permitindo que as linhas de fluxo magnético se fechem através do aço, reduzindo assim a dispersão. Deste modo garante-se também a perpendicularidade das linhas de fluxo relativamente ao rotor ainda que o entreferro seja maior que nos motores convencionais. Outro aspecto positivo que se antecipa, é o facto de se aumentar a corrente crítica das bobinas já que reduz o campo magnético transversal nestas uma vez que as linhas de fluxo são orientadas axialmente.

Os semi-estatores do segundo protótipo, que se pretende serem isentos de material ferromagnético, são compostos de nylon, com uma topologia idêntica do primeiro protótipo, mas com uma espessura de 20 mm de modo a sustentar melhor as forças mecânicas aplicadas, pois a 77 K o material torna-se quebradiço. Assim, com a ausência de materiais ferromagnéticos, evita-se o fenómeno de saturação magnética destes materiais, permitindo assim campos de intensidade de fluxo acima de 1,5 T. Outra

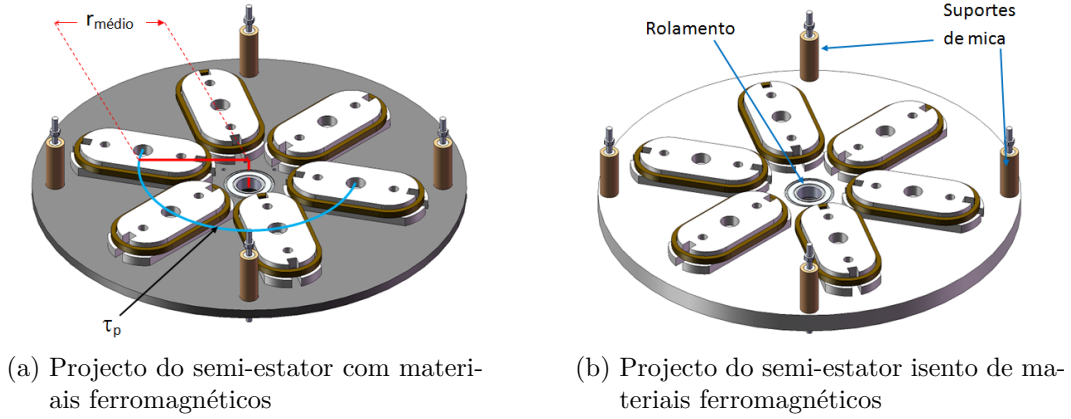


Figura 3.9: Aspecto dos projectos dos semi-estatores.

vantagem que se prevê será um peso bastante reduzido, relativamente ao primeiro protótipo. Observe-se o aspecto do projecto dos semi-estatores dos dois protótipos, com as bobinas fixas, nas Figuras 3.9a e 3.9b.

Por norma os motores têm um eixo de rotação horizontal, o que torna mais fácil acoplar a cargas ou outros instrumentos. Inicialmente pensou-se para os protótipos, um apoio que permitisse um eixo de rotação horizontal, mas o facto dos motores necessitarem de estar submersos em azoto líquido tornava difícil obter um recipiente estanque que possibilitasse ter o veio do rotor acessível para acoplamento a medidores de binário e velocidade. Por esta razão optou-se por um motor com eixo de rotação vertical com um apoio preso ao semi-estator inferior.

De modo a tornar o diâmetro do motor o mais reduzido possível, aproximaram-se as bobinas o mais possível do centro sem que haja sobreposição, mantendo entre elas um afastamento de 60° .

Para que se possa garantir um isolamento magnético e eléctrico entre os semi-estatores utilizaram-se suportes revestidos de mica; utiliza-se também aço inoxidável para os apertos de fixação das bobinas, dada a natureza diamagnética, baixa condutividade do material e boa resistência mecânica.

No centro dos semi-estatores estará um furo de 52 mm de diâmetro onde encaixam os rolamentos que suportam o rotor. Foram testados vários rolamentos para o efeito. Os rolamentos convencionais usam um composto lubrificante de modo a reduzir o atrito mas que solidifica a 77 K, tornando o rolamento inoperacional. Por esta razão testaram-se rolamentos secos, específicos para baixas temperaturas, mas os metais que os compunham sofreram alguma oxidação devido à condensação após serem retirados do azoto líquido, criando muito atrito. Por fim, optou-se por rolamentos de aço inoxidável para evitar a oxidação, tendo sido necessário retirar toda a massa consistente dos rolamentos através de sucessivos banhos de petróleo seguidos de uma exposição de 20 minutos a ultra-sons. Os rolamentos foram testados mostrando um bom desempenho a 77 K.

Os protótipos projectados são de motores com um par de pólos, $p = 1$, o que equivale a um passo polar de 180° . Tendo em conta o referido na secção 3.1 resulta que o passo polar em unidades de comprimento vem:

$$\tau_p = \frac{2\pi}{2p} \cdot r_{medio} = \pi \cdot 0,131 = 0,4115 \text{ m} \quad (3.22)$$

em que r_{medio} está representado na Figura 3.9a que equivale ao arco que liga os pontos médios das bobinas no primário.

3.4 Projecto do Rotor

Tratando-se de um motor de indução implica que o rotor será um circuito fechado composto de material de boa condutividade. Usualmente para motores em disco usam-se rotores de circuitos impressos ou em chapa, sendo que o último é de construção mais simples e barata relativamente ao primeiro. Por esta razão opta-se para a topologia do rotor, um disco em chapa de alumínio. Nesta topologia as correntes induzidas no secundário fecham-se com alguma liberdade em caminhos pouco definidos. O facto das correntes não estarem restritas ao caminho óptimo, reduz a f.m.m. no rotor e consequentemente o rendimento geral do motor.

As principais considerações no dimensionamento do disco foram a escolha da espessura da placa de alumínio e o raio do disco incluindo o “*overhang*”.

3.4.1 Optimização do Raio e Respectivo “*Overhang*”

Em [25] e com base no factor de correcção de Russel-Norsworthy, dado na equação (3.15), faz-se o estudo da optimização da secção de secundário que sobressai ao primário, “*overhang*”, de um motor linear. Aí pode-se concluir que quanto maior essa secção menor será a resistência do secundário, R_2 , e consequentemente menos perdas de Joule o que melhora o desempenho geral do motor. Mostra-se igualmente que será inútil fazer “*overhang*” superior a 40% de τ_p , já que para valores superiores a redução de R_2 se torna muito reduzida.

Deste modo para o protótipo a projectar o “*overhang*” ideal seria de:

$$\frac{a - c_{bob}}{2} = \frac{a_1 + a_2}{2} = 0,4 \cdot \tau_p = 0,4 \cdot 0,4115 = 0,1646 \text{ m}$$

em que a_1 e a_2 vêm representados na Figura 3.4. Tendo em conta que o raio do motor é de 0,221 m, seria impensável ter um disco que sobressaísse em cerca de 8 cm para cada lado.

Nos motores em disco torna-se impraticável um grande “*overhang*”, pois não só aumentam o momento de inércia, o que os torna difícil de controlar, mas também porque os apoios do semi-estator superior não o permitem. Deste modo optou-se por considerar apenas a porção a_2 que será máxima, i.e. irá até ao veio do rotor. Deste modo simplifica-se a construção do disco e optimiza-se a equação (3.15) reduzindo assim as perdas de Joule no rotor.

Consequentemente resulta que o raio do rotor, r_{rotor} , será igual ao representado na Figura 3.10 de tal modo que $a_1 = 0$. Resulta que $r_{rotor} = 183,5 \text{ mm}$ e $a_2 = 16,5 \text{ mm}$.

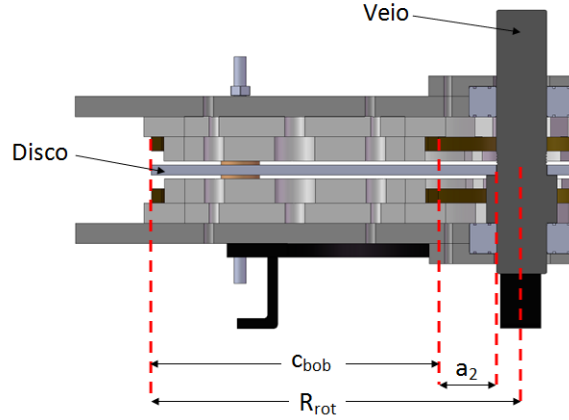


Figura 3.10: Raio e “overhang” projectados para o rotor.

3.4.2 Optimização da espessura

A escolha da espessura foi feita com base no conceito de factor de qualidade do motor, Q . Da equação (3.18) podem-se tirar várias conclusões. Uma delas é o facto de que o factor de qualidade do motor aumenta proporcionalmente com a espessura e , pois quanto maior a espessura maior a secção eléctrica como vem dado por (3.9) e consequentemente menor a resistência do rotor. Por outro lado o entreferro, $g_0(e)$, aumenta directamente com a espessura o que é indesejável, pois haverá maior relutância no ar e maior dispersão de fluxo. Consequentemente, o factor de correcção do entreferro será afectado. Das equações (3.14) e (3.17) observa-se que ao alterar a espessura do disco afecta-se também o efeito pelicular e o efeito de saturação magnética. Deste modo pode-se rescrever (3.18), em função da espessura do rotor, e , resultando

$$Q(e) = \frac{\pi^2 f \mu_0 \sigma_{Al} \tau_p e c_{bob}}{2 p g_0(e) \cdot k_1(e) \cdot k_{sk}(e) \cdot (1 + k_p(e))} \cdot K_S \quad (3.23)$$

$$= \frac{\pi^2 f \mu_0 \sigma_{Al} \tau_p c_{bob} \cdot K_S}{2 p} \cdot \frac{e}{g_0(e) \cdot k_1(e) \cdot k_{sk}(e) \cdot (1 + k_p(e))} \quad (3.24)$$

Tendo em conta as dimensões projectadas em 3.3 para uma frequência de alimentação do primário de $f = 50 \text{ Hz}$, traçou-se na Figura 3.11 o gráfico do factor de qualidade em função da espessura do disco para os diferentes escorregamentos de 60%, 70%, 80% e 90%.

Por observação do gráfico pode-se concluir que a variação do escorregamento não é muito significativa e que o factor de qualidade é máximo para uma espessura de apro-

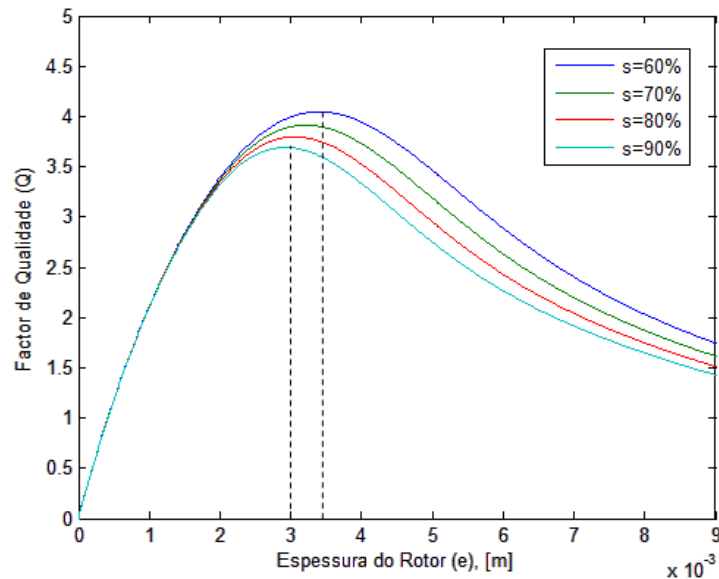


Figura 3.11: Factor de qualidade em função da espessura do disco de Alumínio, para vários possíveis escorregamentos

ximadamente entre 3mm e 3,5mm. Dado que se prevê um elevado escorregamento optou-se por uma espessura de 3mm para o disco melhorando o factor de qualidade.

O disco de alumínio é montado num veio de aço inoxidável, que sendo diamagnético garante que as linhas de fluxo criadas pelo indutor não se fecham através do veio, o que não teria interesse, pois deste modo, as linhas de fluxo não atravessam a placa de alumínio.

3.5 Alimentação

Um dos objectivos da utilização de SATs no estator é permitir grandes densidades de corrente nos enrolamentos. Para isso foi necessário implementar uma fonte de alimentação de pelo menos 90 A, corrente crítica da fita SAT utilizada. A fonte de alimentação teria de ser composta por um sistema trifásico de correntes de modo a criar-se um campo viajante no entreferro. Para tal utilizaram-se três transformadores monofásicos de 230 V / 4 V com o secundário dimensionado para uma corrente nominal de 100 A. Ligaram-se os transformadores em estrela-estrela em que o primário é alimentado por um auto-transformador de 400 V de tensão composta.

De modo a reduzir ao máximo a resistência total da alimentação, utilizaram-se cabos em malha de alumínio em paralelo dimensionados para 130 A e unidos aos terminais do motor por peças de junção, desenvolvidas para o efeito. A Figura 3.12 mostra o aspecto final do banco de transformadores.

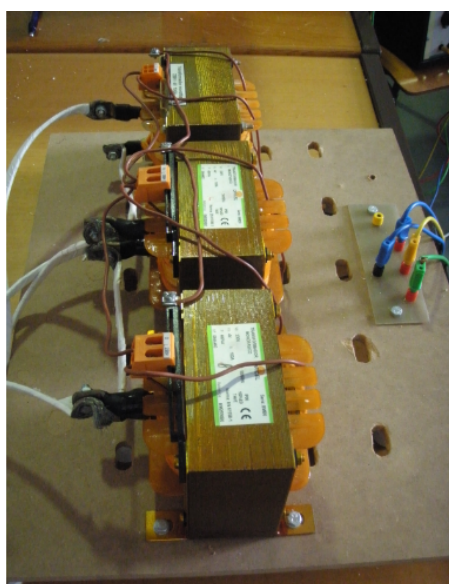


Figura 3.12: Aspecto final do banco de transformadores.

4 Análise Teórica

De modo a estudar detalhadamente os protótipos torna-se necessário encontrar modelos matemáticos que os definam. Assim, pode-se prever o comportamento dos motores e compreender os efeitos das escolhas efectuadas e tirar conclusões sobre o que se poderia fazer no sentido de melhorar o desempenho geral dos motores. Com base nos resultados teóricos, nas simulações e resultados experimentais podem-se tirar conclusões sobre o desempenho dos protótipos reais.

Pretende-se estudar as várias correntes eléctricas e campos magnéticos dos motores, de forma a tirar conclusões sobre o binário desenvolvido no rotor. Este estudo é feito com base em equações bem conhecidas das máquinas clássicas. Nestas máquinas a presença de ferro permite que as linhas de fluxo se orientem perpendicularmente ao secundário, o que simplifica os cálculos necessários. Ou seja, torna-se inviável obter um modelo matemático do protótipo isento de materiais ferromagnéticos, uma vez que os cálculos seriam demasiadamente complexos para o escopo desta dissertação. Por esta razão, neste capítulo efectua-se a análise teórica apenas do protótipo com materiais ferromagnéticos; sendo que para o outro protótipo são usados os resultados das simulações como referência para comparação com os resultados experimentais. Em todo o caso os resultados teóricos que se esperam obter para o protótipo com materiais ferromagnéticos poderiam ser aproximados para o outro protótipo.

4.1 Criação do Campo Viajante

Como foi referido na Secção 3.3, pretende-se criar no entreferro do motor um campo viajante de densidade de fluxo magnético, b , para determinado ângulo α num instante t tal que

$$b = \frac{3}{2} \cdot B_{Max} \cdot \sin(\omega t - \alpha). \quad (4.1)$$

Este campo b também conhecido por campo de indução, depende do campo magnético H criado pelo estator e da permeabilidade magnética do meio, assumindo que se considera apenas o campo magnético no entreferro. Então o campo b deverá ser criado pela resultante dum sistema trifásico de campos pulsantes, b_a , b_b e b_c , cada um deles criado pela respectiva fase a , b e c . Sendo que

$$b = b_a + b_b + b_c. \quad (4.2)$$

Para que b respeite 4.1 os enrolamentos deverão ter um afastamento espacial de 120° entre eles e as correntes que os alimentam deverão ser alternadas com uma frequência, ω , e com desfasamentos temporais de 120° de tal modo que :

$$\begin{aligned}
b_a &= B_a \cdot \sin(\alpha + 0^\circ) \cdot \cos(\omega t) \\
b_b &= B_b \cdot \sin(\alpha - 120^\circ) \cdot \cos(\omega t - 120^\circ) \\
b_c &= B_c \cdot \sin(\alpha + 120^\circ) \cdot \cos(\omega t + 120^\circ).
\end{aligned}$$

Observe-se a Figura 4.1 onde estão representados os fasores de a , b e c , com um desfasamento de 120° entre eles, e o respectivo comportamento espacial dos campos pulsantes e ainda o campo viajante resultante.

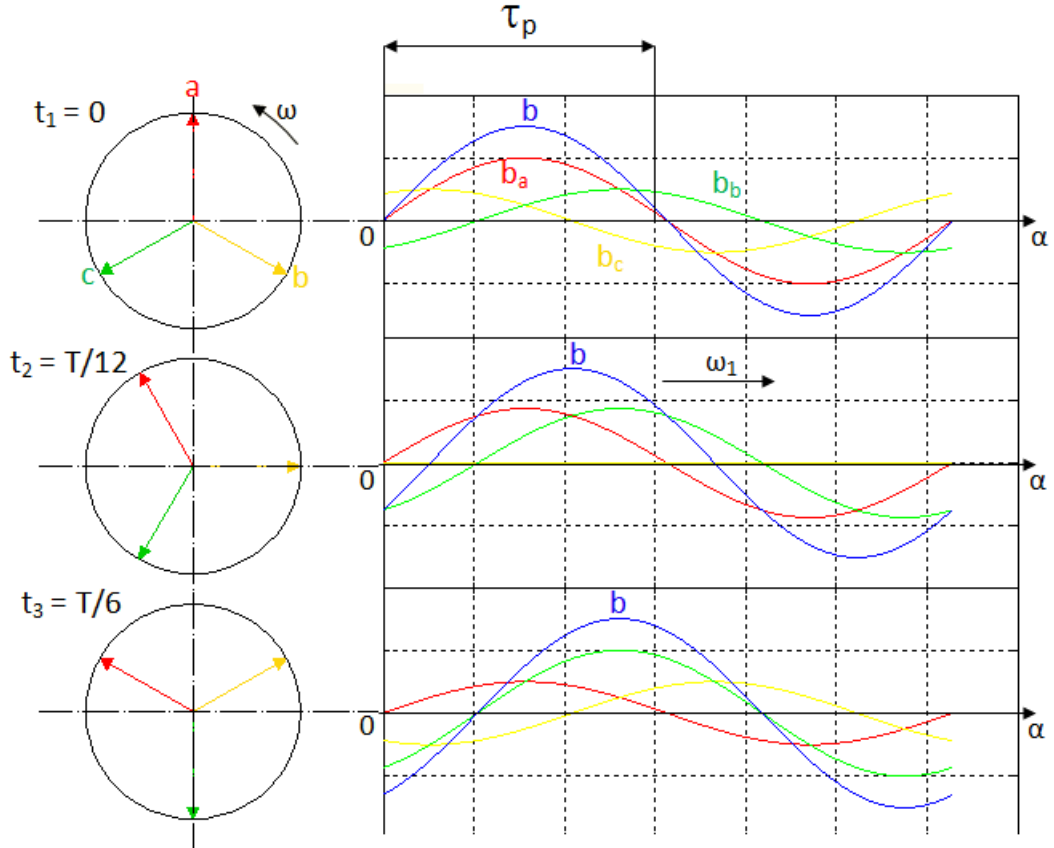


Figura 4.1: Campo viajante criado a partir de três campos pulsantes.

Estão representados três instantes, t_1, t_2 e t_3 . Os fasores rodam com a velocidade angular ω , como se observa à esquerda da imagem. Cada um dos fasores, ligado ao respectivo enrolamento, gera uma onda pulsante, isto é, uma onda estática no espaço, que varia a sua amplitude ao longo do tempo. A onda resultante dos três campos pulsantes está representada a azul. Como se pode observar, à medida que o tempo aumenta a onda b desloca-se ao longo do estator. O campo viajante observado na Figura 4.1 é um campo ideal e que viaja a uma velocidade angular ω_1 , que, segundo a equação (3.2), para um motor de dois pólos, será igual à frequência de alimentação ω .

Para se conhecer qual o campo que é realmente criado no entreferro dos protótipos efectua-se os cálculos necessários ao longo desta secção.

4.1.1 Campo Magnético em vazio

Pretende-se calcular a distribuição do campo magnético do motor em vazio, ou seja com a placa do rotor ausente. Este campo como se viu resulta da interacção dos campos criados pelas três fases. Primeiro, calcula-se a distribuição de campo magnético para uma das fases do protótipo projectado aplicando-se a lei de Ampère (4.3) ao caminho fechado l_{mag} , o qual varia consoante o ângulo α , representado na Figura 3.2a para um motor em disco generalizado.

$$\oint_{l_{mag}} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \sum i. \quad (4.3)$$

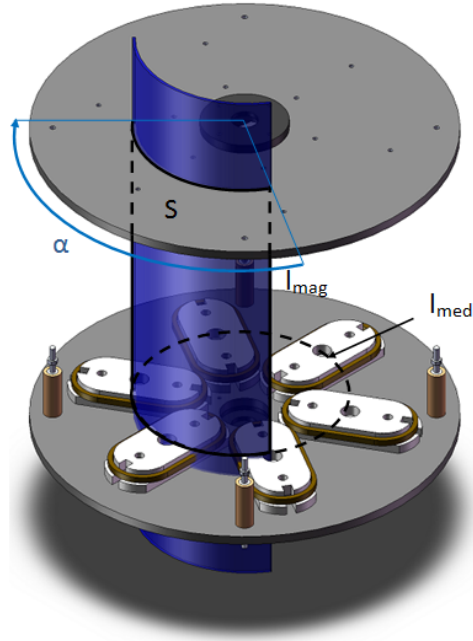


Figura 4.2: Representação do caminho fechado l_{mag} segundo α .

O caminho l_{mag} , pode ser considerado em quatro troços.

- No ferro do semi-estator superior.
- No ar, entre os semi-estatores (caminho de “ida”).
- No ferro do semi-estator inferior.
- No ar, entre os semi-estatores (caminho de “retorno”).

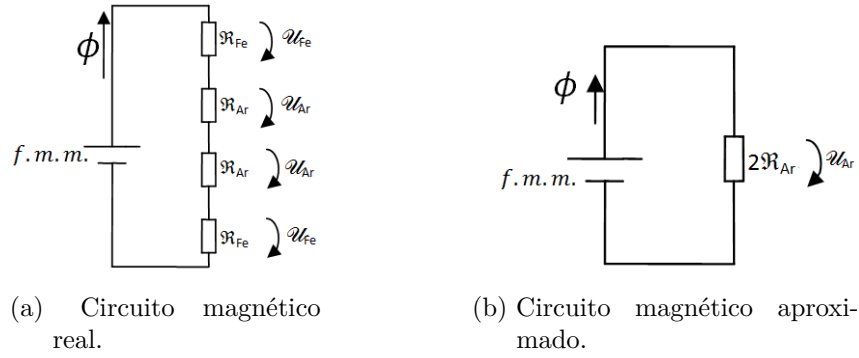


Figura 4.3: Circuitos magnéticos

Resultando assim circuito magnético que se observa na Figura 4.3a :

Dado que a permeabilidade magnética do ferro é bastante superior à do ar ($\mu_{Fe} \gg \mu_{Ar}$), pela equação (3.4), vem que a relutância magnética no ferro, \mathfrak{R}_{Fe} , é desprezável em relação à do ar, \mathfrak{R}_{Ar} . Isto é a queda de tensão magnética no ferro é muito menor do que no ar, $\mathcal{U}_{Fe} \ll \mathcal{U}_{Ar}$. Assim, para o integral de (4.3), considera-se nula a circulação no ferro. Agora apenas se considera o ar como caminho útil das linhas de força do campo magnético, resultando o circuito magnético representado na Figura 4.3b em que, aproximadamente, toda a queda de tensão magnética do motor se passa no entreferro, no caminho de “ida” e “retorno”. Por esta razão é correcto considerar apenas o campo magnético no entreferro.

Assume-se que as linhas de fluxo atravessam perpendicularmente o entreferro e que o campo magnético é invariante na direcção axial no entreferro de modo a simplificar os cálculos do campo magnético, ainda que o mesmo não se passa como já foi visto na secção 3.2.1. Para compensar este facto o valor do entreferro é corrigido pelo factor (3.12). Deste modo pode-se assumir que o campo apenas varia com o ângulo α , resultando $H = H(\alpha)$. Deste modo vem que o primeiro membro da lei de Ampère, a circulação do campo magnético no entreferro, g , na direcção de α , vem:

$$\int_g \vec{H}(\alpha) \cdot \vec{ds} = H(\alpha) \cdot 2 \cdot g. \quad (4.4)$$

Quanto ao segundo membro da equação (4.3) é o total das correntes que atravessa a superfície, S , inscrita no caminho de integração. Circulando-se em torno do motor segundo a direcção α , começando em $\alpha = 0$, somam-se as correntes dos condutores que vão num sentido e subtraindo as correntes dos condutores no sentido contrário, obtendo-se assim o somatório de correntes também chamado de força magneto motriz, $f.m.m.$ Como se pode concluir este somatório depende da distribuição dos condutores ao longo de α , e podemos descrever a $f.m.m$ pela seguinte expressão:

$$f.m.m. = \sum_{l_{mag}} i = n(\alpha) \cdot i. \quad (4.5)$$

Sendo que $n(\alpha)$, é a distribuição dos condutores ao longo de α . Então aplicando (4.4) e (4.5) a (4.3) vem que a expressão do campo magnético no entreferro é dada por

$$H(\alpha) = n(\alpha) i \cdot \frac{1}{2 \cdot g} \quad (4.6)$$

em que i é relativo à corrente que atravessa os condutores da fase. De modo a podermos conhecer a expressão de $H(\alpha)$ é necessário encontrar a expressão que define $n(\alpha)$.

4.1.2 Distribuição dos Condutores

Pretende-se calcular a expressão que traduz a distribuição espacial dos condutores em função de α . Circulando em torno do motor, considera-se a contribuição de cada condutor como positiva ou negativa consoante a orientação da corrente que nele passa. Dado que o motor é composto por três fases, cuja distribuição dos enrolamentos é semelhante, variando o desfasamento entre eles, calcula-se $n_a(\alpha)$ respectiva à distribuição espacial dos condutores para uma fase a apenas. Na Figura 4.4 está representado um semi-estator com os dois enrolamentos respectivos à fase a , em que θ_1 , θ_2 e θ_3 são ângulos.

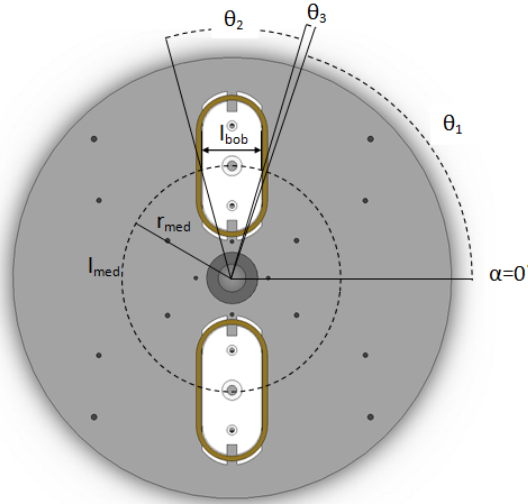


Figura 4.4: Representação de apenas uma fase de um semi-estator.

Calculando as expressões dos ângulos θ_1 , θ_2 e θ_3 :

$$\begin{aligned}\theta_1 &= \arccos \left(\frac{\frac{1}{2} \cdot l_{bob} + e_{fita} \cdot N_c}{r_{med}} \right) \\ \theta_2 &= 2 \cdot \arcsen \left(\frac{\frac{1}{2} \cdot l_{bob}}{r_{med}} \right) \\ \theta_3 &= \frac{\pi}{2} - \left(\theta_1 + \frac{1}{2} \cdot \theta_2 \right)\end{aligned}$$

em que l_{bob} é a largura da bobina representada juntamente com r_{med} na Figura 4.2. O termo e_{fita} representa a espessura da fita supercondutora e N_c é o número de condutores por bobina. Tendo em conta que se trata de um motor com semi-estator duplo, considera-se para N_c o dobro do número de espiras de uma bobina, então $N_c = 2 \cdot 20 = 40$ espiras.

De modo a melhor visualizar a distribuição de condutores ao longo de α , faz-se o desdobramento do motor segundo l_{med} , resultando a Figura 4.5. O sentido das correntes nos conjuntos de condutores estão representados pelos pontos e cruzes. Cada troço das bobinas possui $N_c/2$ condutores. A corrente que atravessa os enrolamentos representados é a mesma, logo as bobinas deverão ser colocadas de tal forma a produzirem fluxos antagónicos.

Observa-se que resulta para $n_a(\alpha)$, uma distribuição trapezoidal longe da forma sinusoidal que se pretendia como visto na secção 3.3.

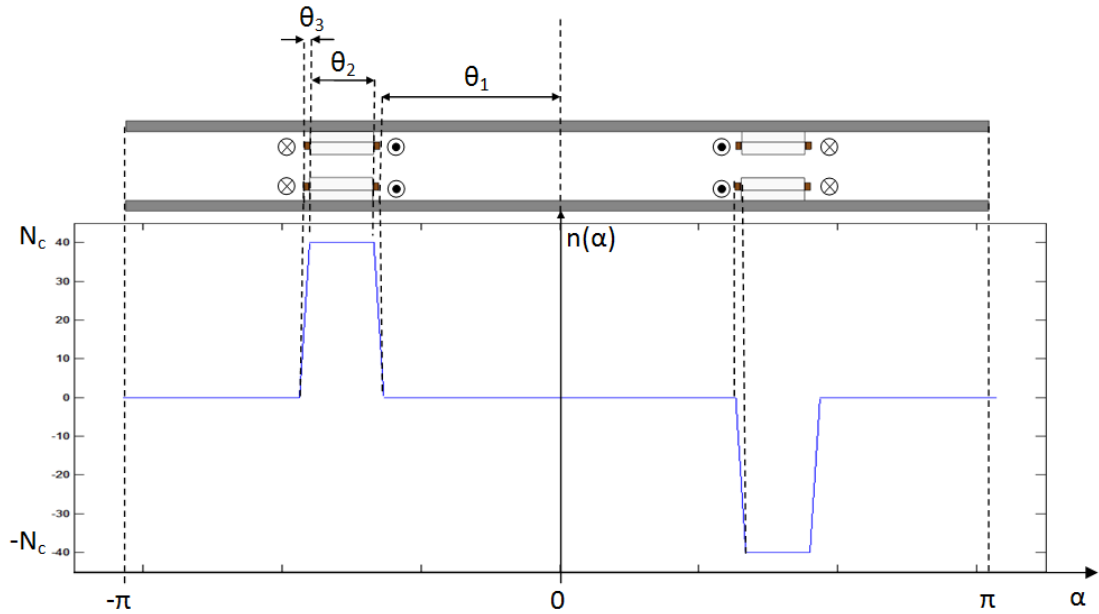


Figura 4.5: Distribuição dos condutores de uma fase, $n_a(\alpha)$.

Deste modo não se torna imediata o cálculo de uma expressão para $n_a(\alpha)$, mas

sendo que se trata de uma função periódica de período 2π , podemos então decompô-la na respectiva série de Fourier:

$$n_a(\alpha) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} [a_k \cdot \cos(k\alpha) + b_k \cdot \sin(k\alpha)].$$

Tratando-se de uma função ímpar significa que haverá apenas termos em seno e tendo em conta a simetria de meia onda apenas haverá harmónicas ímpares.

$$n_a(\alpha) = \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \sin(k\alpha)] \quad (4.7)$$

em que

$$b_k = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{-\pi}^{\pi} n(\alpha) \cdot \sin(k\alpha) \cdot d\alpha.$$

Calculem-se então os coeficientes de Fourier, b_k . Devido à simetria da função $n_a(\alpha)$ pode-se simplificar o cálculo de b_k para:

$$b_k = \frac{2}{\pi} \cdot \int_{-\pi}^0 n(\alpha) \cdot \sin(k\alpha) \cdot d\alpha.$$

Desenvolvendo a expressão de b_k para os intervalos seleccionados vem:

$$\begin{aligned} b_k \cdot \frac{\pi}{2} = & \int_{-\pi}^{-\theta_1-\theta_2-2\theta_3} 0 \cdot \sin(k\alpha) \cdot d\alpha + \int_{-\theta_1-\theta_2-2\theta_3}^{-\theta_1-\theta_2-\theta_3} \left(\frac{N_c}{\theta_3} \cdot \alpha + \frac{N_c}{\theta_3} (\theta_1 + \theta_2 + 2\theta_3) \right) \cdot \sin(k\alpha) \cdot d\alpha \\ & + \int_{-\theta_1-\theta_2-\theta_3}^{-\theta_1-\theta_3} N_c \cdot \sin(k\alpha) \cdot d\alpha + \int_{-\theta_1-\theta_3}^{-\theta_1} \left(-\frac{N_c}{\theta_3} \cdot \alpha + \frac{N_c}{\theta_3} \cdot \theta_1 \right) \cdot \sin(k\alpha) \cdot d\alpha \\ & + \int_{-\theta_1}^0 0 \cdot \sin(k\alpha) \cdot d\alpha \end{aligned}$$

simplificando resulta

$$b_k = \frac{4}{\pi} \cdot \left[-\frac{N_c}{\theta_3 k} \cdot \left(\sin((\theta_1 + \theta_3) \cdot k) + \frac{N_c}{\theta_3 k^2} \sin(\theta_1 k) + N_c \cdot \frac{1}{k} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) \right) \right], \quad k = [1, 3, 5, \dots]. \quad (4.8)$$

Deste modo podemos traçar o gráfico da expressão (4.7). Se consideramos as primeiras harmónicas ímpares até $k = 99$, isto é para $k = [1, 3, 5, \dots, 99]$ resulta o gráfico da Figura 4.6, para a distribuição dos condutores de uma fase, em função de α .

Dado que a distribuição dos condutores das restantes fases é semelhante a $n_a(\alpha)$, desfasados de 120° , e -120° espaciais podemos obter as expressões das distribuições

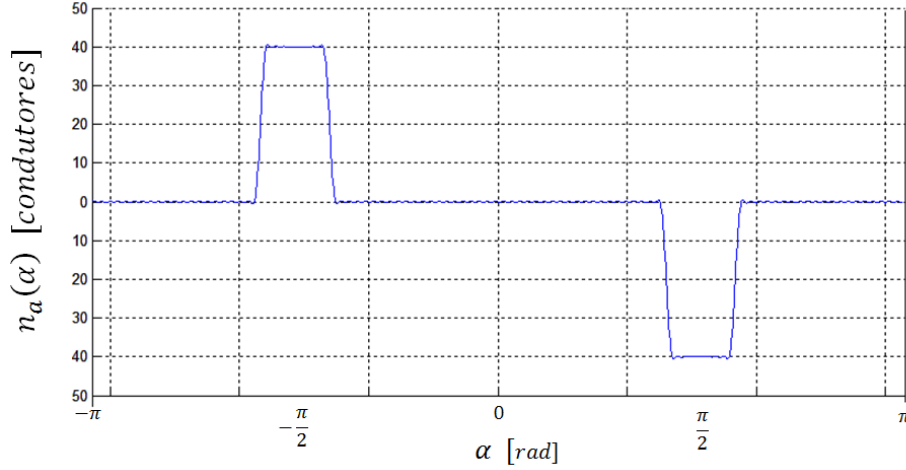


Figura 4.6: Distribuição dos condutores numa fase, $n(\alpha)$.

dos condutores das fases b , e c , representados por $n_b(\alpha)$ e $n_c(\alpha)$ respectivamente, a partir de $n(\alpha) = n_a(\alpha)$, distribuição dos condutores da fase a . Dado que os coeficientes de Fourier se mantêm para $n_a(\alpha)$, $n_b(\alpha)$ e $n_c(\alpha)$, vem que

$$n_a(a) = \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \text{sen}(k\alpha)] , \quad k = [1, 3, 5...] \quad (4.9)$$

$$n_b(a) = \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \text{sen}(k \cdot (\alpha - 120^\circ))] , \quad k = [1, 3, 5...] \quad (4.10)$$

$$n_c(a) = \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \text{sen}(k \cdot (\alpha + 120^\circ))] , \quad k = [1, 3, 5...] . \quad (4.11)$$

Representando graficamente as distribuições dos condutores das três fases resulta o gráfico da Figura 4.7. Finalmente temos que a distribuição resultante de condutores ao longo do motor, $n(\alpha)$ vem dada por.

$$\begin{aligned} n(\alpha) &= n_a(a) + n_b(a) + n_c(a) \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot (\text{sen}(k\alpha) + \text{sen}(k \cdot (\alpha - 120^\circ)) + \text{sen}(k \cdot (\alpha + 120^\circ)))] \\ &\quad , \quad k = [1, 3, 5...] . \end{aligned} \quad (4.12)$$

Como vimos anteriormente, as máquinas de indução clássicas são usualmente projectadas de modo a que a distribuição de condutores ao longo de α seja aproximadamente sinusoidal, ou seja uma distribuição tal que o coeficiente de Fourier para a frequência fundamental, b_1 , seja superior ao das restantes harmónicas.

Fazendo a análise espectral da função de distribuição de condutores da fase, $n_a(\alpha)$, obtém-se o gráfico da Figura 4.8 onde se mostram os coeficientes de Fourier normalizados à fundamental, b_k/b_1 , para as primeiras 53 harmónicas ímpares.

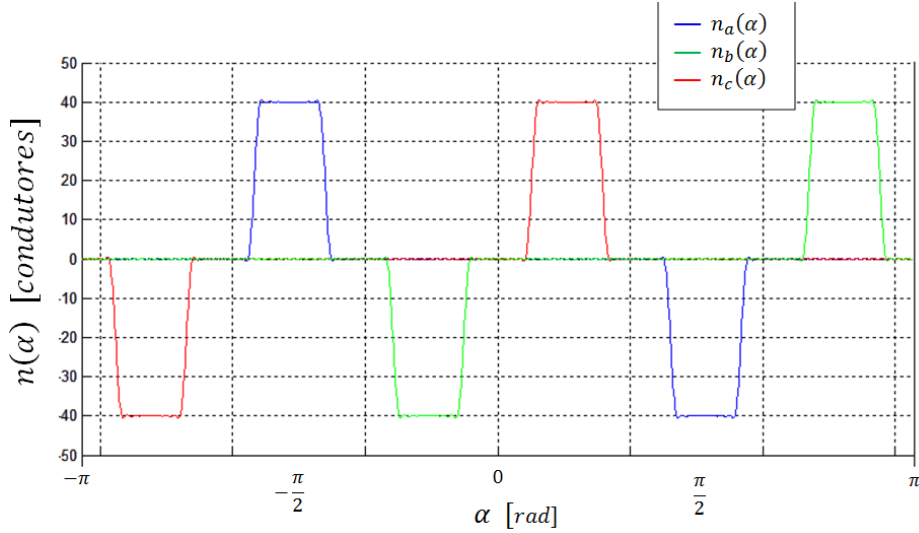


Figura 4.7: Distribuição resultante dos condutores, $n(\alpha)$.

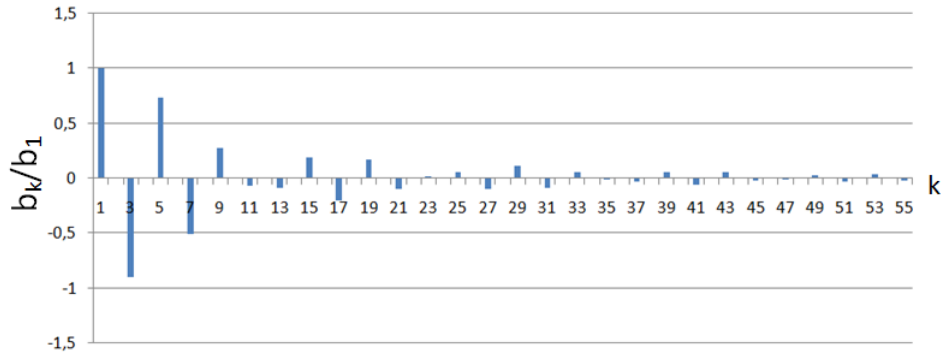


Figura 4.8: Análise espectral dos coeficientes de Fourier de $n_a(\alpha)$.

Imediatamente se conclui que dificilmente se pode considerar apenas a harmónica fundamental para efeitos de distribuição de condutores. Calculando a distorção harmónica total, DHT , para as harmónicas consideradas verifica-se o mesmo:

$$DHT = \frac{\sqrt{\sum_{k=3}^{53} (b_k)^2}}{b_1} \cdot 100 = 136,8\%$$

Deste modo pode-se concluir que não se podem desprezar as harmónicas de enrolamento pois como se verá estas harmónicas terão um efeito considerável no campo de densidade de fluxo magnético, b , criado no entreferro. A partir deste ponto apenas se consideram as harmónicas ímpares ou seja $k = [1, 3, 5 \dots]$.

4.1.3 Campo Viajante em Vazio

Concluiu-se em 4.1.1 que apenas se considera o campo magnético existente no entreferro do motor. Assumindo a linearidade no entreferro, e o campo de indução máximo no motor, inferior à saturação magnética dos materiais ferromagnéticos, então pode-se dizer que a distribuição do campo de indução em vazio, b_{vazio} , varia segundo α proporcionalmente com o campo magnético $H(\alpha)$ consoante a permeabilidade magnética do ar, $\mu_{Ar} \simeq \mu_0$.

$$b_{vazio}(\alpha) = H(\alpha) \cdot \mu_0, \quad (4.13)$$

substituindo (4.6) em (4.13) vem

$$b_{vazio}(\alpha) = n(a) \cdot i \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot g}. \quad (4.14)$$

Se se considerarem as componentes fásicas do campo de indução total,

$$b_{vazio}(\alpha) = b_a(\alpha) + b_b(\alpha) + b_c(\alpha), \quad (4.15)$$

como visto em 4.1, $b_a(\alpha)$, $b_b(\alpha)$ e $b_c(\alpha)$ são os campos de indução parciais criados pelas fases a , b , e c respectivamente, dados por

$$\begin{aligned} b_a(\alpha) &= n_a(\alpha) \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot i_a \\ b_b(\alpha) &= n_b(\alpha) \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot i_b \\ b_c(\alpha) &= n_c(\alpha) \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot i_c. \end{aligned}$$

Considere-se o sistema trifásico de correntes, i_a , i_b e i_c que percorrem os enrolamentos das fases a , b , e c respectivamente. As correntes são alternadas com uma variação sinusoidal ao longo do tempo, com amplitudes I_a , I_b , e I_c e frequência angular ω , onde

$$i_a(t) = I \cdot \sin(\omega t) \quad (4.16)$$

$$i_b(t) = I \cdot \sin(\omega t - 120^\circ) \quad (4.17)$$

$$i_c(t) = I \cdot \sin(\omega t + 120^\circ). \quad (4.18)$$

Assumindo que o sistema trifásico é equilibrado, tem-se $I_a = I_b = I_c = I$. Aplicando estas correntes aos enrolamentos das respectivas fases resultam as seguintes componentes do campo de indução

$$b_a(\alpha, t) = n_a(\alpha) \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot I \cdot \sin(\omega t)$$

$$\begin{aligned} b_b(\alpha, t) &= n_b(\alpha) \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot I \cdot \sin(\omega t + 120^\circ) \\ b_c(\alpha, t) &= n_c(\alpha) \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot I \cdot \sin(\omega t - 120^\circ). \end{aligned}$$

Tendo em conta que não se podem desprezar as harmónicas de enrolamento, substitui-se $n(\alpha)$ pelas respectivas séries de Fourier, dada pelas equações (4.9), (4.10), (4.11), vindo

$$\begin{aligned} b_a(\alpha, t) &= \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot I \cdot \sin(\omega t) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \sin(k \alpha)] \\ b_b(\alpha, t) &= \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot I \cdot \sin(\omega t - 120^\circ) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \sin(k \cdot (\alpha - 120^\circ))] \\ b_c(\alpha, t) &= \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot I \cdot \sin(\omega t + 120^\circ) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \sin(k \cdot (\alpha + 120^\circ))]. \end{aligned}$$

Tendo em conta a relação

$$\sin(\alpha) \cdot \sin(\beta) = \frac{1}{2} [\cos(\alpha + \beta) - \cos(\alpha - \beta)]$$

e escrevendo as fases iniciais em radianos, pode-se rescrever as expressões da seguinte forma

$$\begin{aligned} b_a(\alpha, t) &= \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot I \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot (\cos(k \alpha + \omega t) - \cos(k \alpha - \omega t))] \\ b_b(\alpha, t) &= \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot I \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot (\cos(k \alpha + \omega t - \frac{2\pi}{3}(k+1)) \\ &\quad - \cos(k \alpha - \omega t + \frac{2\pi}{3}(k-1)))] \\ b_c(\alpha, t) &= \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot I \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot (\cos(k \alpha + \omega t + \frac{2\pi}{3}(k+1)) \\ &\quad - \cos(k \alpha - \omega t - \frac{2\pi}{3}(k-1)))] \end{aligned}$$

em que o campo resultante segundo (4.15) virá

$$\begin{aligned} b_{vazio} &= I \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot ((\cos(k \alpha + \omega t) - \cos(k \alpha - \omega t)) + \\ &\quad \cos(k \alpha + \omega t - \frac{2\pi}{3}(k+1)) - \cos(k \alpha - \omega t + \frac{2\pi}{3}(k-1)) + \\ &\quad \cos(k \alpha + \omega t + \frac{2\pi}{3}(k+1)) - \cos(k \alpha - \omega t - \frac{2\pi}{3}(k-1)))] \quad (4.19) \end{aligned}$$

Observa-se que a expressão resultante de $b_{vazio}(\alpha, t)$ representa um campo que varia no tempo e no espaço. Verifique-se que existe deslocamento ao longo do tempo traçando o andamento espacial para três instantes,

$$t_1 = t_0, t_2 = t_0 + \Delta t, t_3 = t_0 + 2 \cdot \Delta t,$$

em que Δt é um intervalo de tempo relativo a um quarto do período T , ou seja

$$\Delta t = \frac{1}{4} \cdot T = \frac{1}{4f} [s].$$

Traça-se na Figura 4.9, o gráfico do campo de indução, $b_{vazio}(\alpha, t)$, em função de α , para os três instantes, t , referidos. Para facilitar a observação do campo viajante traçam-se igualmente as componentes fundamentais do campo de indução.

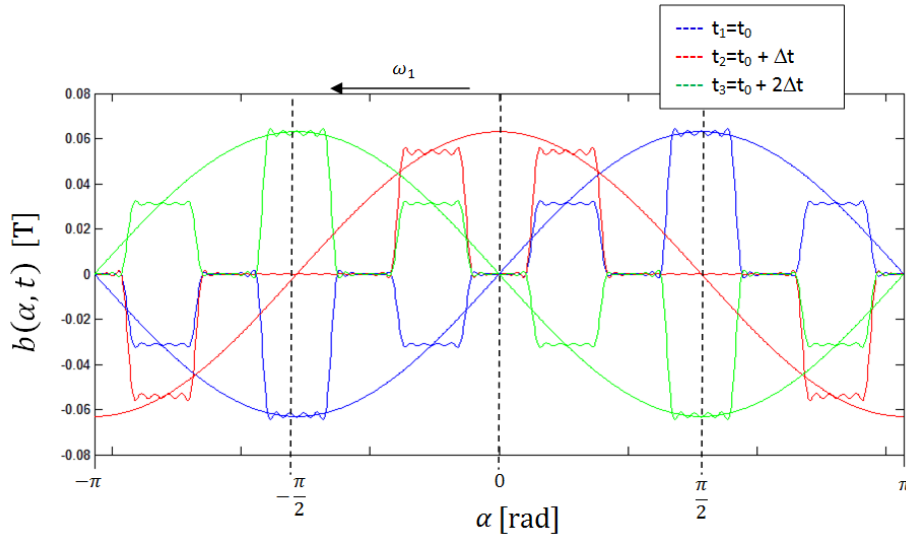


Figura 4.9: Campo viajante criado no estator, $b_{vazio}(\alpha, t)$, para três instantes, t_1 , t_2 e t_3 .

Pode-se observar que existe uma onda que se desloca $\Delta\alpha = \pi/2 \text{ rad}$ por cada Δt , ou seja desloca-se a uma velocidade:

$$\omega_1 = \frac{\Delta\alpha}{\Delta t} = \frac{\pi/2}{\frac{1}{4f}} = 2\pi f \left[\text{rad} \cdot \text{s}^{-1} \right].$$

Sendo f a frequência de oscilação das correntes de alimentação dos enrolamentos, temos um campo viajante que se desloca à mesma velocidade angular da rede

$$\omega_1 = \omega.$$

4.1.4 Análise Individual das Harmónicas

Como vimos o campo viajante em vazio no entreferro é o resultado da soma dos efeitos das várias harmónicas. Pretende-se com esta subsecção observar individualmente essas componentes do campo viajante.

$$b_{hk} = I \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot g} \cdot \frac{1}{2} \cdot b_k \cdot (\cos(k\alpha + \omega t) - \cos(k\alpha - \omega t) + \cos\left(k\alpha + \omega t - \frac{2\pi}{3}(k+1)\right) - \cos\left(k\alpha - \omega t + \frac{2\pi}{3}(k-1)\right) + \cos\left(k\alpha + \omega t + \frac{2\pi}{3}(k+1)\right) - \cos\left(k\alpha - \omega t - \frac{2\pi}{3}(k-1)\right)). \quad (4.20)$$

Substituindo na equação (4.20) $k = 1$, obtém-se a distribuição espacial do campo viajante respectivo à harmónica fundamental, $b_{h1}(\alpha, t)$. Traça-se na Figura 4.10, para quatro instantes t_1, t_2, t_3 e t_4 , o gráfico de $b_{h1}(\alpha, t)$. Observa-se uma distribuição perfeitamente sinusoidal e que se desloca no espaço ao longo do tempo. Pode-se igualmente observar os dois pólos magnéticos, Norte e Sul, ao longo dos 360° do estator, isto é de $-\pi$ a π .

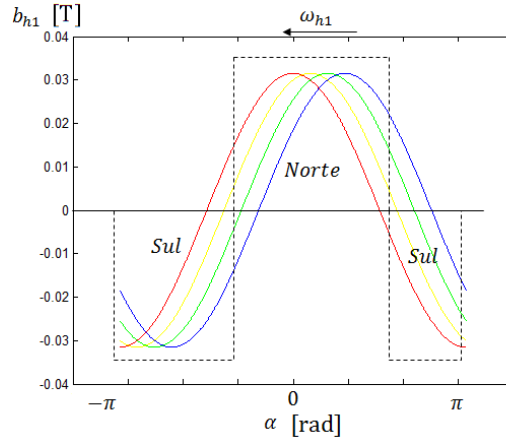


Figura 4.10: Campo viajante criado no estator, $b_{h1}(\alpha, t)$, para quatro instantes, t_1, t_2, t_3 e t_4 .

Para se comparar os efeitos de cada harmónica traça na Figura 4.11 a distribuição espacial dos campos $b_{h1}(\alpha, t_1)$, $b_{h3,9}(\alpha, t_1)$, $b_{h5}(\alpha, t_1)$, $b_{h7}(\alpha, t_1)$ e $b_{h11}(\alpha, t_1)$ para o mesmo instante t_1 . Observa-se que à excepção dos campos da 3ª e 9ª harmónica que se anulam, o que se pode comprovar analiticamente, todos os outros campos são sinusóides; estes campos variam em amplitude devido ao coeficiente de Fourier respectivo e em frequência devido ao factor k multiplicado ao termo α . Deste modo podemos ver que resultam várias componentes do campo viajante e cada uma com “frequência espacial” diferente. Pode-se novamente distinguir os dois pólos magnéticos da

componente fundamental do campo, b_{h1} . Já para as outras harmónicas podemos observar que o número de par de pólos é igual ao respectivo k da harmónica. Por exemplo $k = 5$ equivale a uma onda viajante com 5 pares de pólos Norte-Sul. Como se pode observar, estas componentes não são desprezáveis relativamente à fundamental. Como veremos mais à frente estas componentes tem uma visível influência no binário desenvolvido no rotor.

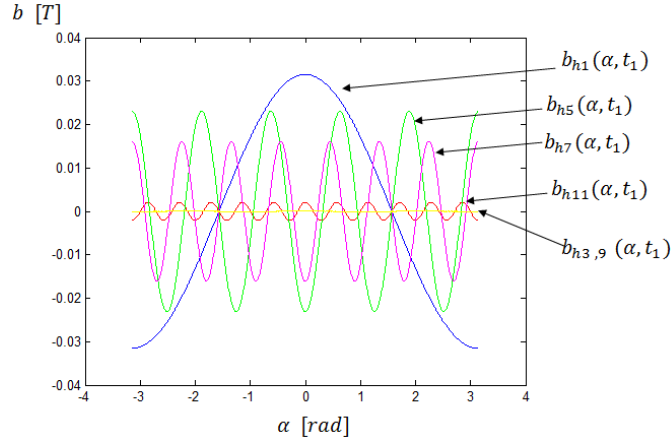


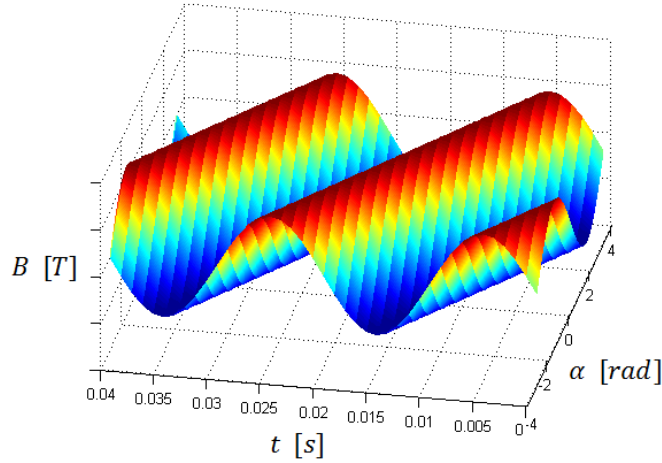
Figura 4.11: Comparação das distribuições das componentes do campo de indução em vazio relativas às harmónicas 1, 3, 5, 7, 9 e 11, para o instante t_1 .

4.1.5 Campo Viajante em Vazio - Análise Tridimensional

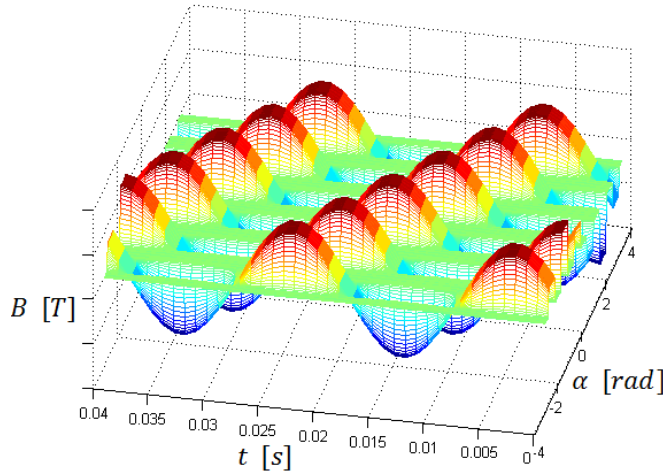
Sendo que o campo viajante se trata de uma onda que se desloca no tempo e no espaço, torna-se interessante observar o seu andamento em três dimensões.

Caso se tratasse de um campo viajante ideal, cuja expressão vem dada pela equação (4.1), o andamento tridimensional do campo viajante seria o observado na Figura 4.12a. Na Figura 4.12b traça-se o gráfico de três dimensões da expressão (4.20) para as primeiras 99 harmónicas ímpares. Para ambos os gráficos considera-se uma frequência angular $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ com $f = 50 \text{ Hz}$. Trata-se de uma análise qualitativa, por esta razão vão-se desprezar os valores de amplitudes do campo nos gráficos.

Comparando as formas de onda das Figuras 4.12a e 4.12b, observa-se que os picos do campo viajante se deslocam no espaço com o avançar do tempo mas comparando as figuras consegue-se observar a considerável distorção provocada pelas harmónicas de enrolamento no motor.



(a) Campo viajante ideal.



(b) Campo viajante no protótipo.

Figura 4.12: Representações tridimensionais

4.1.6 Campo Viajante em Carga

Estudou-se o campo viajante em vazio e concluiu-se que as harmônicas de enrolamento não são desprezáveis. Ainda assim o campo calculado anteriormente não se aplica quando o rotor está presente. Considerando o cálculo do binário desenvolvido no rotor, é importante calcular o campo de indução no entreferro em carga, ou com o rotor presente.

Este campo de indução em carga vai ser o resultado da interação de dois campos viajantes. Um é o campo criado pelo primário e foi estudado anteriormente, o outro é o campo resultante das *f.e.m.* induzidas pelo primário no secundário que originam um sistema de correntes trifásicas que, por sua vez criam um campo viajante no secundário. Ora este campo vai estar dependente da velocidade do secundário, pois

a frequência angular das correntes que se induzem no secundário, ω_2 , dependem da diferença entre a velocidade do campo viajante primário, ω_1 e da velocidade mecânica do rotor Ω , ou seja

$$\omega_2 = \omega_1 - \Omega,$$

ω_2 será tanto maior quanto menor for a velocidade angular do rotor. Tratando-se de um motor de indução ou assíncrono, Ω nunca poderá ser igual a ω_1 pois não haveria indução de *f.e.m.* no secundário. Deste modo, haverá sempre um escorregamento $s > 0$.

Viu-se da expressão (4.6) que o campo magnético em vazio dependia da *f.m.m* do primário. Ao colocar-se o rotor induz-se neste uma força electromotriz *f.e.m.*₂ ou e_2 e consequentemente vão circular, no rotor, correntes i_2 de natureza alternada. Ou seja o campo magnético depende das correntes do primário e do secundário. Se se escrever a expressão do campo magnético com o rotor em função das densidades de corrente do primário e secundário, j_1 e j_2 , respectivamente, vem.

$$\frac{dH}{d\alpha} = \frac{1}{g} (j_1 + j_2).$$

Multiplicando pela permeabilidade do ar obtém-se o campo de indução

$$\frac{db}{d\alpha} = \frac{\mu_0}{g} (j_1 + j_2). \quad (4.21)$$

Sabe-se que a densidade de corrente no primário é dada, aproximadamente, pela expressão

$$j_1 = \sqrt{2} \cdot i \cdot n(\alpha) \cdot \frac{q}{\tau_p} \quad (4.22)$$

em que i é a corrente que percorre os condutores do primário, $n(\alpha)$ é a distribuição dos condutores dada por (4.12), q é o número de conjuntos de condutores por fase por pólo e τ_p é o passo polar dado por (3.22).

Desprezando a reactância de fugas do secundário tem-se que toda a queda de tensão no secundário é puramente resistiva ou seja:

$$\begin{aligned} u_2 &= e_2 = j_2 \cdot \rho_s \\ j_2 &= e_2 \cdot \frac{1}{\rho_s}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

em que ρ_s é a resistividade superficial do alumínio dada por

$$\rho_s = \frac{\rho_{vol}}{e},$$

sendo ρ_{vol} a resistividade volumétrica do alumínio e e a espessura do disco.

Calcule-se então a expressão da *f.e.m.* no secundário, e_2 . Lembrando a lei geral da indução, e_2 depende da variação do fluxo ligado com o rotor. Segundo [31] e_2 pode ser dividido em duas componentes. Uma que depende da variação do campo

viajante criado no estator do ponto de vista do rotor. A outra componente é a força electromotriz que se induz devido ao movimento do rotor relativamente ao campo do estator. Resultando assim:

$$\frac{de_2}{dx} = \frac{db}{dt} + v \cdot \frac{db}{dx}. \quad (4.24)$$

Esta expressão está escrita para um motor linear, daí que se relacione à velocidade linear v e a distância x . Assumindo a proximidade entre os motores lineares e em disco rescreve-se (4.25)

$$\frac{de_2}{d\alpha} = \frac{db}{dt} + \Omega \cdot \frac{db}{d\alpha} \quad (4.25)$$

em que Ω é a velocidade angular do rotor e α o andamento angular em torno do motor (Figura 4.2).

Rescrevendo as equações (4.21) e (4.23) vem:

$$\frac{g}{\mu_0} \cdot \frac{db}{d\alpha} - \frac{e_2}{\rho_{vol}} \cdot e = j_1.$$

Derivando todos os termos em ordem a α

$$\frac{g}{\mu_0} \cdot \frac{d^2b}{d\alpha^2} - \frac{e}{\rho_{vol}} \cdot \frac{de_2}{d\alpha} = \frac{dj_1}{d\alpha}, \quad (4.26)$$

substituindo (4.25) em (4.26) resulta

$$\frac{g}{\mu_0} \cdot \frac{d^2b}{d\alpha^2} - \frac{e}{\rho_{vol}} \cdot \frac{db}{dt} - \frac{e}{\rho_{vol}} \cdot \Omega \cdot \frac{db}{d\alpha} = \frac{dj_1}{d\alpha}. \quad (4.27)$$

Em [31] obtém-se os resultados para a equação (4.27) em regime permanente, que resulta numa onda que se desloca no tempo e espaço, designada onda de fluxo normal, e em regime dinâmico de onde resultam duas parcelas que dizem respeito aos efeitos do limite do estator. Isto deve-se ao facto dos motores lineares não terem um primário contínuo, logo o campo de indução no entreferro, muito à semelhança de uma linha de transmissão, ao chegar aos limites do estator reflecte e volta para trás. Ora este efeito não existe num motor em disco já que não existem limites no sentido em que a onda se propaga no motor. Deste modo resolve-se a equação (4.27) apenas em regime permanente de modo a obter a expressão de $b(\alpha, t)$.

Sendo $j_1(\alpha, t)$ (4.22) que dependente da distribuição dos condutores no primário pelo produto da corrente que neles passa, temos

$$\begin{aligned} j_1(\alpha, t) = & J_1 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot (\cos(k\alpha + \omega t) - \cos(k\alpha - \omega t)) + \\ & + \cos\left(k\alpha + \omega t - \frac{2\pi}{3}(k+1)\right) - \cos\left(k\alpha - \omega t + \frac{2\pi}{3}(k-1)\right) \\ & + \cos\left(k\alpha + \omega t + \frac{2\pi}{3}(k+1)\right) - \cos\left(k\alpha - \omega t - \frac{2\pi}{3}(k-1)\right)] \end{aligned} \quad (4.28)$$

Uma das aproximações consideradas que tornaram viável o cálculo analítico, foram as simplificações das expressões da densidade de corrente e do campo de indução.

$$j_1(\alpha, t) = J_1 \cdot b_1 \cos(k\alpha - \omega t).$$

Tendo em conta a relação de Euler, e omitindo o operador \Re vem

$$j_1(\alpha, t) = -J \cdot b_1 \exp(j \cdot (\alpha - \omega t)) \quad (4.29)$$

em que ω é a frequência angular das corrente do estator e b_1 é o coeficiente de Fourier da primeira harmónica de enrolamento dada por (4.8) para $k = 1$.

Com base na mesma linha de pensamento também a expressão de $b(\alpha, t)$ é expressa da seguinte forma

$$b(\alpha, t) = B_M \cdot b_1 \exp(j \cdot (\alpha - \omega t + \delta_s)) \quad (4.30)$$

em que B_M é a amplitude e δ_s é a desfasagem angular entre o campo viajante b e a corrente no primário j_1 e representa também a desfasagem entre a força electromotriz induzida no secundário e a corrente no primário. Calculam-se os valores de B_M e δ_s resolvendo a equação (4.27) em regime permanente.

Derivando respectivamente cada uma das parcelas resulta:

$$\frac{db}{d\alpha} = j \cdot B_M \cdot e^{j\delta_s} \cdot \exp(j \cdot (\alpha - \omega t)) \quad (4.31)$$

$$\frac{d^2b}{d\alpha^2} = -B_M \cdot e^{j\delta_s} \cdot \exp(j \cdot (\alpha - \omega t)) \quad (4.32)$$

$$\frac{db}{dt} = -j \cdot B_M \cdot \omega \cdot e^{j\delta_s} \cdot \exp(j \cdot (\alpha - \omega t)) \quad (4.33)$$

$$\frac{dj_1}{d\alpha} = j \cdot J_1 \cdot \exp(j \cdot (\alpha - \omega t)). \quad (4.34)$$

Substituindo (4.47), (4.48), (4.49) e (4.50) em (4.27) e sabendo que $\omega = \omega_1$, obtém-se a amplitude complexa de $b(\alpha, t)$:

$$\overline{B}_M = |\overline{B}_M| \cdot e^{j\delta_s} = \frac{j \cdot J_1}{\left(-\frac{g}{\mu_0} \cdot -j \cdot \frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega)\right)} e^{j\delta_s}$$

sendo $|\overline{B}_M|$ o seu módulo, vem:

$$|\overline{B}_M| = \frac{J_1}{\sqrt{\left(\frac{g}{\mu_0}\right)^2 + \left(\frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega)\right)^2}} \quad (4.35)$$

e o seu argumento, $\arg\{\overline{B}_M\}$, dado por

$$\begin{aligned}
 \arg \{ \overline{B}_M \} &= j \cdot \delta_S = \arg(j \cdot J_1) - \arg \left(\left(-\frac{g}{\mu_0} - j \frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega) \right) \right) \\
 \delta_S &= \arg(J_1) - \arg \left(\left(j \cdot \frac{g}{\mu_0} - \frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega) \right) \right) \\
 \delta_S &= \arctan \left(\frac{g \rho_{vol}}{\mu_0 e \cdot (\omega_1 - \Omega)} \right). \tag{4.36}
 \end{aligned}$$

Como vimos, δ_S é a diferença de fases entre a densidade de corrente no primário, j_1 , e o campo viajante de indução b . δ_s equivale também à desfasagem entre a força electromotriz induzida no primário e a corrente que nele passa. Deste modo tem-se que $\cos(\delta_S)$ é o factor de potência.

Os valores do módulo e argumento de \overline{B}_M variam com a velocidade do secundário segundo o termo $(\omega_1 - \Omega)$, que pode ser rescrito em função do escorregamento, resultando

$$(\omega_1 - \Omega) = s \cdot \omega_1.$$

Nas Figuras 4.13 e 4.14 traça-se o andamento de B_M e δ_S , respectivamente, em função do escorregamento s . Observe-se que a amplitude do campo viajante resultante no entreferro diminui com o escorregamento, ou seja quanto maior for a velocidade do rotor maior será a amplitude do campo no entreferro. A desfasagem δ_S , aumenta com a velocidade do rotor, pois no caso em que a a velocidade do rotor tende para a velocidade de sincronismo, δ_S tende para 90° .

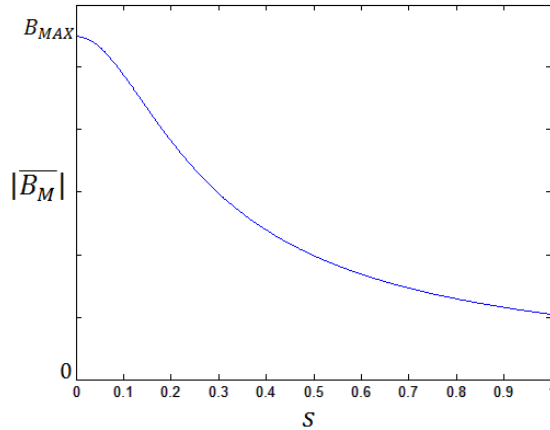


Figura 4.13: $|\overline{B}_M|$ em função do escorregamento s .

4.1.7 Distribuição do Fluxo Transversal

Nas secções anteriores assume-se que a distribuição do campo ao longo do raio do motor (na direcção azimuthal) é uniforme de modo a simplificarem-se os cálculos do

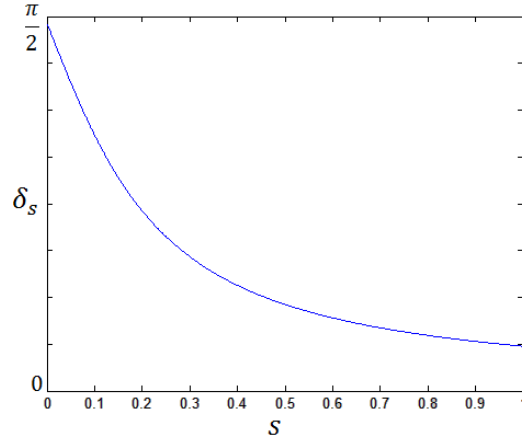


Figura 4.14: δ_s em função do escorregamento s .

campo viajante em vazio. Como se verá nesta secção, esta consideração está bastante próxima da realidade. Mas o mesmo não se passa com o rotor presente. Observe-se na Figura 4.15 a representação das correntes e fluxos presentes no rotor:

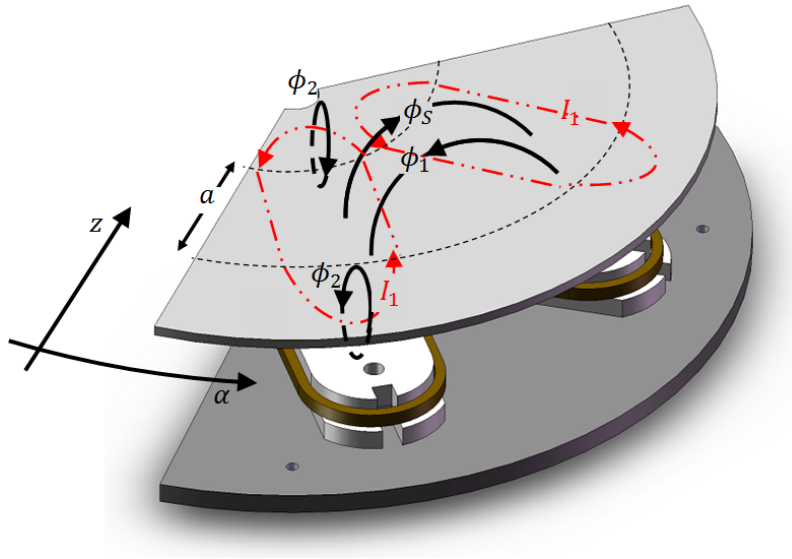
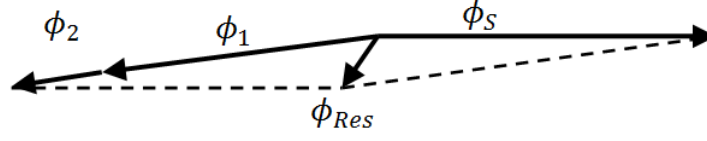


Figura 4.15: Representação das correntes e fluxos presentes no rotor.

O fluxo ϕ_s criado pelo estator induz forças electromotriz no rotor que geram correntes, representadas na Figura 4.15 por I_1 . Estas correntes, criam um fluxo magnético com duas componentes ϕ_1 e ϕ_2 . A primeira tem uma direcção segundo α que é aproximadamente antagónica ao fluxo do estator ϕ_s . A componente ϕ_2 é transversal com a direcção de z . O diagrama de fasores na Figura 4.16, demonstrado em [30], mostra que o fluxo resultante no entreferro, ϕ_{Res} aumenta em intensidade e avança em fase

de $z = 0$, no centro do primário, para as extremidades do disco.



(a) Fluxo resultante no entreferro junto ao centro do primário.



(b) Fluxo resultante no entreferro nas extremidades do primário.

Figura 4.16: Diagrama dos fasores dos fluxos.

Observa-se que quando o disco está presente a distribuição do fluxo na direcção z não é uniforme, devido ao efeito de fluxo transversal de extremidade. Em [30] demonstra-se a solução para a distribuição da densidade de fluxo transversal, dada por

$$B_z(z) = -j \cdot \frac{2\mu_0}{g k_z} \cdot J_1 \left(1 + \frac{(1 - \gamma^2)}{\gamma^2} \cdot \lambda \cdot \frac{\cosh(\alpha_Z z)}{\cosh\left(\frac{\alpha_Z w}{2}\right)} \right) \quad (4.37)$$

onde

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{1}{1 + \frac{1}{\gamma} \cdot \tanh\left(\frac{\alpha_Z w}{2}\right) \cdot \tanh\left(\frac{a-w}{2}\right)} \\ \alpha_Z^2 &= k^2 \cdot (1 + j s Q) \\ \gamma^2 &= \frac{1}{1 + j s Q} \\ k &= \frac{\pi}{\tau_p}, \end{aligned}$$

em que s é o escorregamento, Q é factor de qualidade dado pela expressão (3.18), g é o entreferro corrigido dado por (3.13), a e w vêm identificados na Figura 4.17

Na Figura 4.17 traça-se o gráfico da distribuição transversal de fluxo no entreferro, $B_z(z)$, ao longo do raio do motor, com e sem rotor, para comparação.

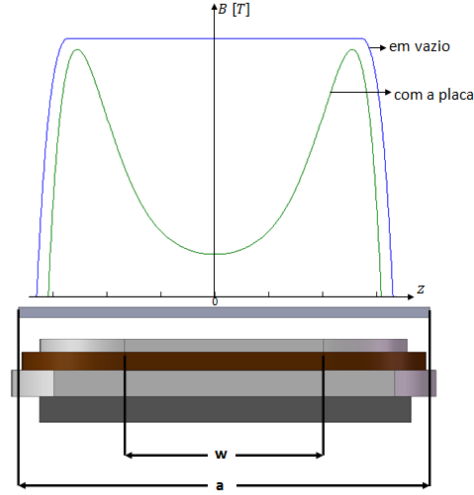


Figura 4.17: Distribuição do campo de indução transversal ao longo de z , com e sem rotor.

Pode-se concluir que, em carga, a distribuição do campo viajante se trata de um problema tridimensional, variando segundo α e z . Se se observar a Figura 4.18 pode-se ver a distribuição de $B(\alpha, z)$ para um dado instante de tempo. Comparam-se as formas de onda para o motor com e sem rotor. Conclui-se que a variação de fluxo transversal não é desprezável

Visto que o software de simulação utilizado no decorrer desta dissertação, apenas funciona em duas dimensões, não se tem em consideração a distribuição do campo de indução transversal, $B_z(z)$, para os restantes cálculos do binário desenvolvido no rotor.

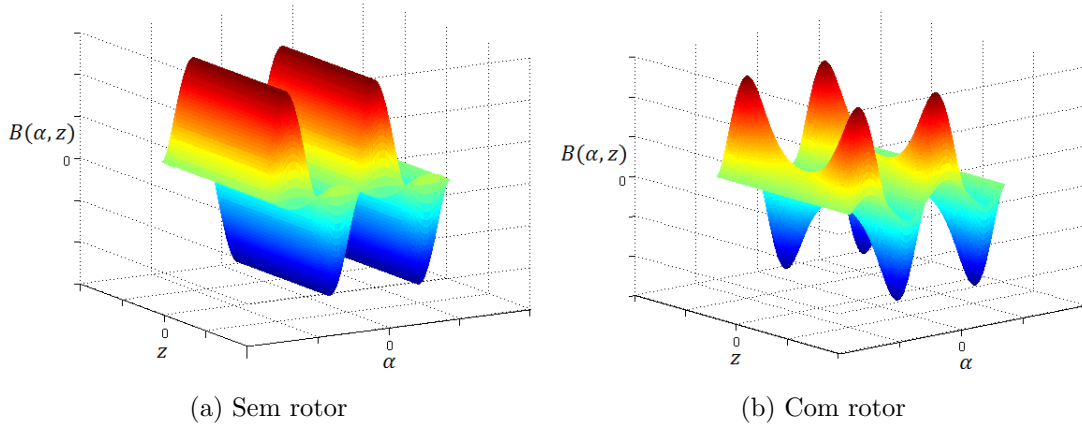


Figura 4.18: Representação tridimensional da distribuição do campo de indução $B(\alpha, z)$ para um dado instante

4.2 Binário Desenvolvido no Rotor

4.2.1 Binário da Harmónica Fundamental

Estude-se o binário desenvolvido considerando apenas a harmónica fundamental das harmónicas de enrolamento. Segundo a equação de Lorentz, a força instantânea desenvolvida por uma determinada parte do rotor, $d\alpha$, em qualquer ponto ao longo do ângulo α , por unidade de comprimento radial do primário, a , vem dada por

$$dF_n = b j_2 d\alpha. \quad (4.38)$$

Assume-se que a densidade de corrente no secundário é igual à do primário $j_2 = j_1$.

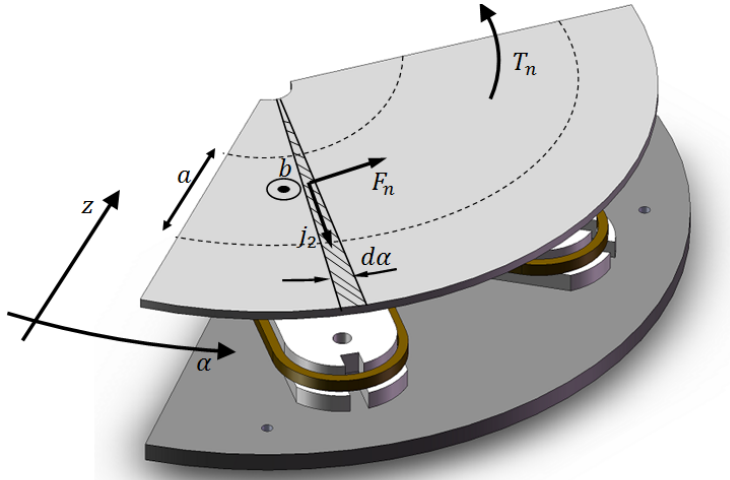


Figura 4.19: Força normal desenvolvida no rotor.

Integrando ambos os membros da equação (4.38) vem que a força normal, F_n desenvolvida ao longo da totalidade da periferia do rotor é dada por

$$F_n = \int_0^{2\pi} \Re e \{ b j_1 \} d\alpha \quad (4.39)$$

substituindo as equações (4.29) e (4.30) em (4.44) vem

$$F_n = \int_0^{2\pi} \Re e \left\{ b_1^2 \cdot B_M \cdot e^{j \cdot \delta_s} \cdot \exp(j \cdot (\alpha - \omega_1 t)) \cdot J_1 \cdot \exp(j \cdot (\alpha - \omega_1 t)) \right\} d\alpha,$$

desenvolvendo esta equação resulta

$$F_n = b_1^2 \cdot B_M \cdot J_1 \cdot \int_0^{2\pi} (\cos(\delta_s) + \cos(j \cdot 2 \cdot (\alpha - \omega_1 t))) d\alpha,$$

sendo que

$$\int_0^{2\pi} \cos(x + \theta_0) dx = 0.$$

Deste modo vem que

$$\begin{aligned} F_n &= b_1^2 \cdot B_M \cdot J_1 \cdot \int_0^{2\pi} \cos(\delta_S) d\alpha \\ &= b_1^2 \cdot B_M \cdot J_1 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \cos(\delta_S). \end{aligned} \quad (4.40)$$

Tendo em conta que

$$\cos(\text{atan}(x)) = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}}$$

então

$$\cos(\delta_S) = \frac{1}{\sqrt{1+\delta_S^2}}. \quad (4.41)$$

Substituindo δ_s pela equação (4.36) vem

$$\begin{aligned} \cos(\delta_S) &= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\left(\frac{g}{\mu_0}\right)^2}{\left(\frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega)\right)^2}}} \\ &= \frac{\frac{e}{\rho_{vol}} (\omega_1 - \Omega)}{\sqrt{\left(\frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega)\right)^2 + \left(\frac{g}{\mu_0}\right)^2}}. \end{aligned} \quad (4.42)$$

Substituindo (4.35) e (4.42) em (4.40) resulta

$$F_n = b_1^2 \cdot 2 \cdot \pi \cdot J_1^2 \cdot \frac{\frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega)}{\left(\frac{g}{\mu_0}\right)^2 + \left(\frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega)\right)^2}.$$

Sabendo que o binário, T_n , desenvolvido no rotor vem dado pelo produto da força normal pelo braço, neste caso o raio do rotor, r_{rotor} :

$$T_n = F_n \cdot r_{rotor}. \quad (4.43)$$

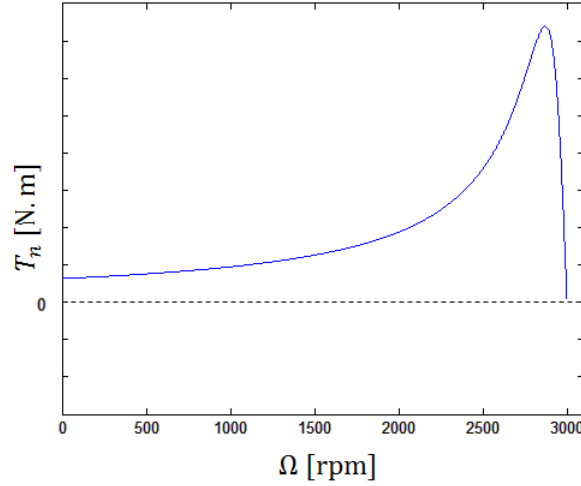


Figura 4.20: Binário desenvolvido no rotor considerando apenas a harmónica fundamental de enrolamento.

Observa-se na Figura 4.20 a característica binário / velocidade angular do rotor (rpm). Observa-se que o binário fundamental aumenta até atingir o pico pouco antes de tender para a velocidade de sincronismo. Para o caso dum motor de dois pólos alimentado com um sistema trifásico de correntes com frequência de 50Hz, equivale a uma velocidade do campo viajante de 3000 rpm.

Pode-se concluir que se apenas se tivesse a harmónica fundamental de enrolamento, poder-se-ia esperar que a velocidade do rotor tendesse para uma velocidade muito perto da velocidade de sincronismo, o que equivale a um escorregamento muito baixo para as condições de funcionamento nominal.

$$s = \frac{\omega_1 - \Omega}{\omega_1},$$

então para $\Omega \approx \omega_1$, temos $s \approx 0$.

Para verificar este resultado faz-se uma aproximação para simplificar os cálculos podendo assim obter uma expressão do binário resultante com o efeito das harmónicas de enrolamento.

4.2.2 Binário Resultante Aproximado

Na secção 4.2.1 obteve-se a expressão do binário para harmónica fundamental e observou-se o seu andamento em função do escorregamento. Ainda assim viu-se na Subsecção 4.1.5 que não se deveriam desprezar os efeitos das restantes harmónicas de enrolamento.

Como se viu nas expressões $b(\alpha, t)$ e $j_1(\alpha, t)$, dada nas equações (4.19) e (4.28), são expressas por um somatório de componentes, e do produto, membro a membro. Destas componentes obtém-se a variação da força exercida no rotor por unidade de

ângulo α , expresso pela equação (4.38). Este produto torna complexo, o cálculo da expressão final do binário. Por esta razão assume-se uma aproximação do binário resultante.

Na Secção 4.1.4 concluiu-se que o campo viajante criado no estator é composto pela soma de componentes harmónicas que não são desprezáveis relativamente à componente fundamental. Do mesmo modo que se considera o campo viajante resultante como a soma dos efeitos das várias componentes, assume-se que o binário resultante pode ser aproximado pela soma dos binários produzidos individualmente por cada componente do campo viajante.

Na secção 4.2.1 calculou-se o binário relativo à componente fundamental do campo viajante. Ora de modo a que se possa efectuar a aproximação torna-se necessário primeiro calcular a expressão do binário para a harmónica k .

Seja a força desenvolvida no rotor, relativa à componente harmónica k , F_{hk} , dada por

$$F_{hk} = \int_0^{2\pi} \Re \{ b_{hk} j_{1hk} \} d\alpha. \quad (4.44)$$

Assumem-se as seguintes aproximações para o campo viajante $b_{hk}(\alpha, t)$ e para densidade de corrente $j_{1hk}(\alpha, t)$:

$$b_{hk}(\alpha, t) = B_M \cdot b_k \cdot \cos(k\alpha - \omega \cdot t + \delta_s) \quad (4.45)$$

$$j_{1hk}(\alpha, t) = J_1 \cdot b_k \cdot \cos(k\alpha - \omega \cdot t). \quad (4.46)$$

Resolvendo a equação diferencial (4.27), aplicando as expressões (4.45) e (4.46) em vez de b e j_1 , respectivamente, obtém o novo valor de \bar{B}_M . Resolvendo as derivadas da equação, tendo em conta a relação de Euler e omitindo o operador \Re vem :

$$\frac{db_{hk}}{d\alpha} = j \cdot B_M \cdot e^{j\delta_s} \cdot k \cdot b_k \cdot \exp(k\alpha - \omega \cdot t) \quad (4.47)$$

$$\frac{d^2b_{hk}}{d\alpha^2} = -B_M \cdot e^{j\delta_s} \cdot k^2 \cdot b_k \cdot \exp(k\alpha - \omega \cdot t) \quad (4.48)$$

$$\frac{db_{hk}}{dt} = -j \cdot B_M \cdot \omega_1 \cdot e^{j\delta_s} \cdot b_k \cdot \exp(k\alpha - \omega \cdot t) \quad (4.49)$$

$$\frac{dj_{1hk}}{d\alpha} = j \cdot J_1 \cdot k \cdot b_k \cdot \exp(k\alpha - \omega \cdot t). \quad (4.50)$$

Substituindo (4.47), (4.48), (4.49) e (4.50) em (4.27) e sabendo que $\omega = \omega_1$, obtém-se que a amplitude complexa de $b(\alpha, t)$ é

$$\bar{B}_M = B_M \cdot e^{j\delta_s}.$$

Sendo que B_M é o seu módulo dado por

$$B_M = \frac{J_1 \cdot k}{\sqrt{\left(\frac{g}{\mu_0} \cdot k^2\right)^2 + \left(\frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega \cdot k)\right)^2}} \quad (4.51)$$

e o seu argumento $\arg \{\overline{B}_M\}$ dado por

$$\delta_S = \text{atan} \left(\frac{g \rho_{vol} \cdot k^2}{\mu_0 e \cdot (\omega_1 - \Omega \cdot k)} \right). \quad (4.52)$$

Calcule-se então a força normal de Lorentz relativa à harmónica k . Substituindo (4.45) e (4.46) em (4.44) vem

$$F_{hk} = \int_0^{2\pi} (B_M \cdot b_k \cdot \cos(k\alpha - \omega \cdot t + \delta_s) \cdot J_1 \cdot b_k \cdot \cos(k\alpha - \omega \cdot t)) d\alpha.$$

Ou seja resulta assim que a força correspondente à harmónica k vem dada pela seguinte expressão:

$$F_{hk} = B_M \cdot J_1 \cdot 2\pi \cdot b_k^2 \cdot \cos(\delta_s). \quad (4.53)$$

Então substituindo as expressões (4.51) e (4.52) em (4.53) e tendo em conta a relação (4.42) vem

$$F_{hk} = 2 \cdot \pi \cdot J_1^2 \cdot b_k^2 \cdot \frac{k \cdot \frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega \cdot k)}{\left(\frac{g}{\mu_0} \cdot k^2\right)^2 + \left(\frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega \cdot k)\right)^2}. \quad (4.54)$$

Assumiu-se a hipótese de que o binário resultante seria a soma dos vários binários resultantes das várias componentes harmónicas. Resulta então que a expressão da força total desenvolvida no rotor vem dada pela expressão

$$\begin{aligned} F_T &= \sum_{k=1}^{\infty} F_{hk} \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} \left(2 \cdot \pi \cdot J_1^2 \cdot b_k^2 \cdot \frac{k \cdot \frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega \cdot k)}{\left(\frac{g}{\mu_0} \cdot k^2\right)^2 + \left(\frac{e}{\rho_{vol}} \cdot (\omega_1 - \Omega \cdot k)\right)^2} \right), \end{aligned} \quad (4.55)$$

podemos então dizer que o binário total desenvolvido pelo rotor vem dado pela relação

$$T_T = F_T \cdot r_{rotor} \quad [N \cdot m]. \quad (4.56)$$

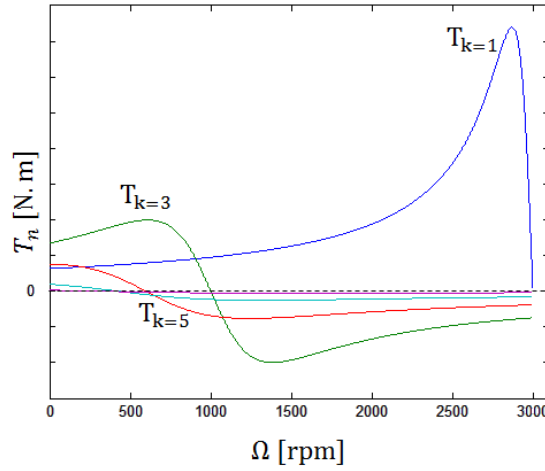


Figura 4.21: Binário respectivos ao efeito das harmónicas de enrolamentos separadamente

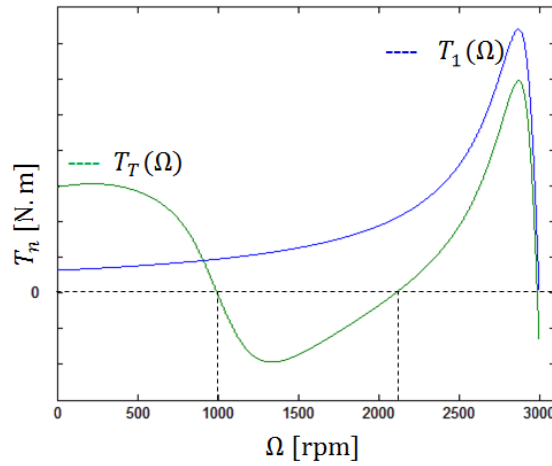


Figura 4.22: Binário resultante considerando as harmónicas de enrolamento

Traçam-se na Figura 4.21 os binários desenvolvidos, considerando as primeiras harmónicas separadamente. Pode-se ver que com o aumento do factor k a velocidade resultante final é menor, ou seja tem maior escorregamento. Este efeito de diminuição da velocidade de sincronismo é observado quando se aumenta o número de pólos de um motor assíncrono. Por norma ao aumentar o número de pólos de uma máquina, diminui-se a velocidade mas aumenta-se o binário, mas devido ao factor $|b_k^2|$ ir diminuindo, o binário máximo desenvolvido diminui.

Ora considerando os efeitos dos binários somados, obtém-se o gráfico da Figura 4.22, onde se observa que o binário resultante aproximado, T_T , vai tender para uma

velocidade de sincronismo bastante menor que os 3000 rpm. Isto é , obtém-se um escorregamento superior ao esperado para um motor sinusoidal. Sendo a velocidade nominal do rotor $\Omega_{nom} = 1000$ rpm, o que equivale a um escorregamento de $s = 0,667$. Para Ω entre os 1000 e 2200 r.p.m, o motor funciona como um freio.

Teoricamente poder-se-ia ter o motor a girar perto das 3000 rpm accionado-se o rotor acima das 2200 rpm pois entrava novamente em modo de motor e tenderia para perto da velocidade de sincronismo. Ainda que o valor máximo de T_T será menor do que em T_n , como se pode observar.

No capítulo seguinte, procede-se à verificação dos resultados obtidos pelo método dos elementos finitos.

5 Simulações

No sentido de verificar os resultados teóricos e de prever o funcionamento do motor procede-se a simulações dos protótipos.

Para efectuar as simulações efectua-se a uma análise utilizando o método dos elementos finitos. Trata-se de uma técnica de cálculo numérico que encontra soluções aproximadas de equações diferenciais parciais e equações integrais. Este método consiste em dividir a geometria de um motor em estudo num número finito de elementos triangulares ou tetragonais. Para cada um desses elementos pode-se simplificar as equações matemáticas que regem o comportamento dos campos aí presentes. Quanto maior o número de elementos em que se divide o problema maior a exactidão dos resultados.

Recorreu-se a um programa comercial disponível, o Flux2D[®], para efectuar a análise por elementos finitos. O facto de se tratar de um programa de duas dimensões não permite fazer o estudo de um motor em disco já que o Flux2D[®] não permite efectuar dimensionamentos em profundidade. Por esta razão, para se proceder ao estudo do motor foi necessário considerar o motor em disco linearizado. Ou seja, procedeu-se a um desdobramento do motor em disco num motor linear, o que equivale ao processo inverso representado na Figura 2.5.

Resulta-nos então o motor retratado na Figura 5.1. Deste modo tem-se uma perspectiva de toda a extensão do motor em disco num só plano, onde se considera que o comportamento em toda a profundidade do motor é igual ao plano que se estuda. Deste forma desprezam-se os efeitos radiais do motor.

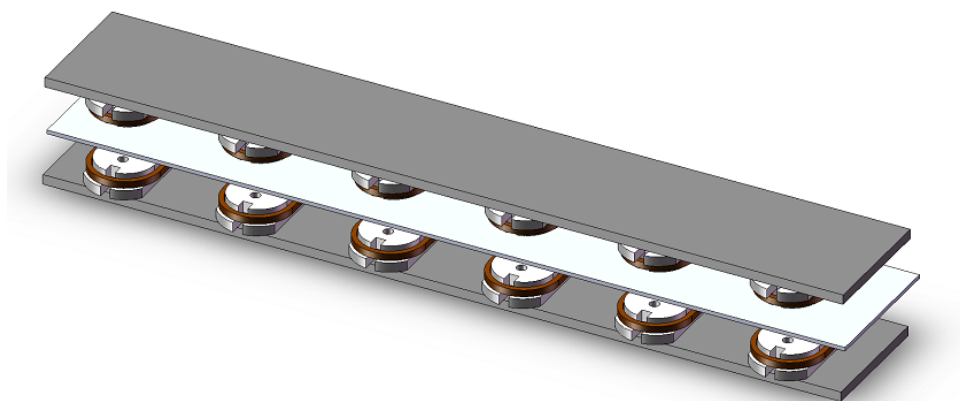


Figura 5.1: Linearização do motor em disco.

5.1 Topologias Estudadas

As simulações têm como principais objectivos verificar o funcionamento dos protótipos projectados no Capítulo 3 e a comparação entre eles. De modo a poderem-se retirar ilações, testaram-se várias topologias.

O primeiro passo na simulação foi detalhar a geometria base do motor no Flux2D®. Todas estas topologias têm como base o mesmo modelo. Como o afastamento entre bobinas não é igual ao longo do raio do motor, aproxima-se a linearização o máximo possível do motor real, considerando o plano obtido pela revolução do raio médio do primário. Observando a Figura 4.2, isto equivale à secção obtida pelo corte da superfície azul.

Na Figura 5.2 está representado o modelo utilizado para efeitos de simulação. Neste caso trata-se do protótipo com materiais ferromagnéticos no estator.

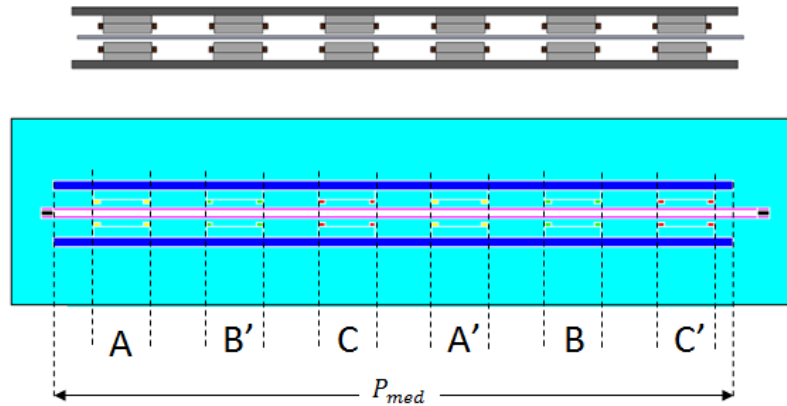


Figura 5.2: Linearização do motor em disco e a comparação com o modelo obtido com o Flux2D®.

Na Figura 5.3 observa-se a ampliação de uma secção do modelo.

Símbolo	Detalhes	Valor [m]
g_{ideal}	Distância entre o molde da bobina e o rotor.	0,0015
e_{esp}	Espessura da fita SAT.	0,00023
l_{esp}	Espessura total de um conjunto de espiras.	$e_{esp} \cdot n_c = 0,0046$
l_{bob}	Largura da bobina.	0,06
P_{med}	Perímetro médio, comprimento da linearização.	$r_{medio} \cdot 2\pi = 0,823$
d_{bob}	Distância entre bobinas.	$r_{medio} \cdot \frac{\pi}{3} - l_{bob} = 0,077$
h_{est}	Espessura da placa de aço do estator.	0,01
h_{esp}	Largura da fita SAT.	0,0042
h_{disc}	Espessura do disco de Alumínio.	0,004

Tabela 5.1: Parâmetros principais do dimensionamento do modelo utilizado nas simulações.

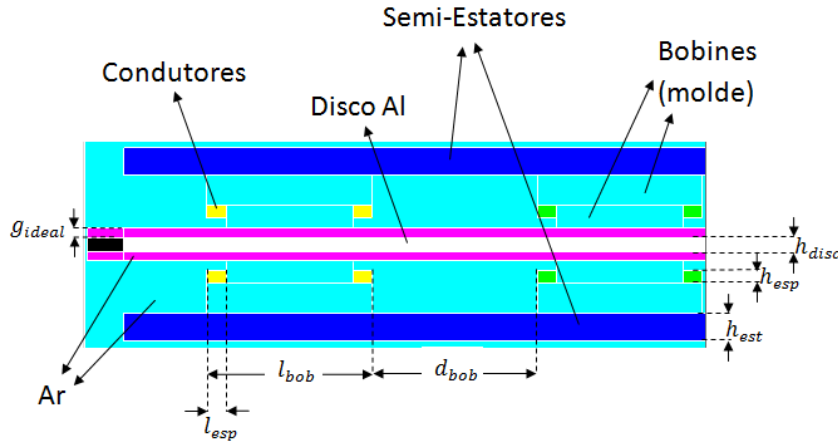


Figura 5.3: Ampliação do modelo obtido com o Flux2D®.

Na Tabela 5.1 estão as principais medidas consideradas.

Uma das características necessárias para definir o modelo é a profundidade da geometria, que neste caso considerou-se o comprimento das bobinas, $c_{bob} = 155$ mm.

Definição dos Materiais

Segue-se a definição dos materiais e outras considerações tomadas para as simulações das várias topologias:

- O tipo de aço foi definido pelo seu ciclo de histerese, de modo a garantir que existe saturação do ferro para elevados campos magnéticos, garantindo que o campo de indução nele criado não ultrapasse os 1,5 T aproximadamente.
- A região do entreferro ideal, isto é o espaço entre os moldes das bobinas e o rotor, representado a roxo, ainda que seja uma região diferente trata-se de vácuo

cuja permeabilidade magnética está definida com $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ e sem condutividade associada, $\sigma_0 = 0 \text{ S/m}$.

- O nylon presente nas várias topologias está definido como vácuo já que do ponto de vista electromagnético ambos têm as mesmas propriedades. Por esta razão os moldes têm o mesmo aspecto que o ar envolvente do motor.
- O disco do rotor é composto por um bloco de material condutor sólido ao qual se deu um valor de resistividade, $\rho_{Al} = 0,0278 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$

Para a definição do material supercondutor dedica-se uma pequena secção

Definição da Fita Supercondutora (com base em [32])

Para os supercondutores de alta temperatura, a resistividade, ρ_{SAT} , é não linear e é descrita pela lei de potenciação campo eléctrico – densidade de corrente E - J (E - J *power law*) que é dada por:

$$\rho_{SAT}(E, B) = \frac{E_c^{\frac{1}{n(B)}}}{J_c(B)} |E|^{\frac{n(B)-1}{n(B)}} + \rho_{SAT_0}$$

sendo J_c a densidade de corrente crítica em $\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$, E_c o campo eléctrico crítico em $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$, n o expoente e ρ_{SAT_0} representa uma resistividade adicional em $\Omega \cdot \text{m}$. Para se atribuir um valor à resistividade adicional pode-se considerar $\rho_{SAT_0} \geq 10^{-15} \Omega \cdot \text{m}$. A relação entre a densidade de campo de indução magnética, B , e a densidade de corrente inicial, J_{c0} , é calculada com base na expressão de Kim-Anderson [33], de onde vem:

$$J_c(B) = \frac{J_{c0}}{1 + \frac{B}{B_0}},$$

sendo que

$$n(B) = \frac{n_0}{1 + \frac{B}{B_1}},$$

onde B_0 e B_1 são densidades de fluxo magnético (em T) com:

$$10 \leq J_{c0} \leq 100 \text{ [A} \cdot \text{m}^{-2}]$$

$$1 \leq n_c \leq 50$$

$$B_0 > 0$$

$$B_1 > 0.$$

Os valores delimitados acima da densidade de corrente crítica, J_{c0} , o expoente, n_0 e a indução B_0 devem ser respeitados de forma a obter resultados fiáveis e estáveis nas simulações numéricas. Para caracterizar o material supercondutor utilizaram-se os seguintes valores de constantes:

- Campo eléctrico crítico: $E_c = 10^{-4} \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$;
- Densidade de corrente crítica: $J_{c0} = 4,4 \times 10^{-4} \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$;
- Indução: $B_0 = 10^6 \text{ T}$;
- Expoente: $n_0 = 15$;
- $B1 = B0 = 10^6 \text{ T}$;
- Resistividade adicional: $\rho_0 = 10^{-13} \Omega\cdot\text{m}$.

Os valores de ρ_0 , B_1 , B_0 e n_0 são valores que do programa de simulação que obedecem às regras de simulação dos materiais supercondutores e às leis que os regem como a de Kim-Anderson.

Outras Considerações:

Para efectuar as simulações do motor faz-se o estudo para vários motores lineares iguais colocados em linha. Deste modo pode-se garantir dois aspectos principais :

O primeiro, é que esta é a única forma correcta para o estudo dinâmico dos protótipos e pode-se assim saber para que velocidade linear, v , tendem os modelos da simulação que se relacionam com a velocidade angular, Ω , correspondente dos motores em disco pela seguinte expressão.

$$\Omega = \frac{v}{r_{medio} \cdot 2\pi} \cdot 60 [\text{rpm}] \quad (5.1)$$

Outro aspecto, é a existência do efeito nas extremidades longitudinais no motor linear, algo que no motor em disco não existe. Fazendo o estudo para vários motores lineares em linha pode-se ter uma ideia mais aproximada do que se passa a nível de campos e fluxos magnéticos no motor em disco se se observar o efeito de um motor linear que esteja no meio de outros dois mantendo-se assim o fluxo fechado.

Utilizou-se para a alimentação do motor três fontes de corrente ligadas em estrela. O circuito de alimentação utilizado está representado na Figura 5.4. Nesta figura observam-se as três fontes de corrente. As expressões que regem os andamento da corrente ao longo do tempo são dadas pelas expressões (4.16) (4.17) e (4.18) em que a amplitude $I = \sqrt{2} \cdot 100 \text{ A}$ e a frequência angular $\omega = 50 \cdot 2 \cdot \pi$.

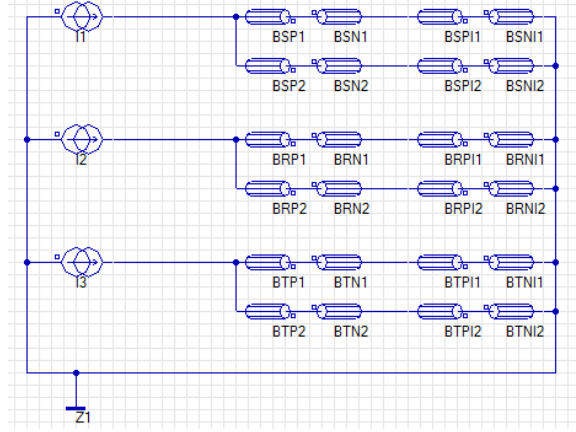


Figura 5.4: Circuito eléctrico considerado para efeitos de simulação.

No circuito estão representados os enrolamentos que correspondem às bobinas do motor ligadas igualmente em estrela. Cada bobina está representada pelo conjunto de condutores onde a corrente “vai” e outro conjunto onde a corrente “volta”. A nomenclatura dos enrolamentos do circuito segue as seguintes regras

- 1º caracter - B , equivale a “Bobina”.
- 2º caracter - R , S ou T é referente à fase.
- 3º caracter - P é respectivo ao conjunto de condutores da bobina onde a corrente “vai” e N o conjunto onde a corrente “volta”.
- 4º caracter - I é referente à bobina antagónica dessa fase e a ausência é referente à bobina original.
- 5º caracter - 1 e 2 referente ao primeiro e segundo semi-estator respectivamente.

Como se pode observar os semi-estatores estão ligados em paralelo o que significa que cada bobina será percorrida por metade da amplitude de corrente da fonte, neste caso $50 A_{ef}$.

As principais topologias estudadas serão os protótipos referidos no Capítulo 3 ou seja o motor em que se montam as bobinas sobre duas placas de aço, topologia T_1 , e o motor em que se montam as bobinas sobre duas placas de nylon, topologia T_2 . Além destas topologias testam-se ainda outras duas, uma será idêntica à primeira mas com os condutores compostos de cobre em vez de fita SAT podendo assim comparar o protótipo T_1 com o seu equivalente clássico, topologia T_3 . Na outra topologia estudada, topologia T_4 , os moldes das bobinas são compostos de aço reduzindo assim o entreferro drasticamente. Por fim testa-se uma topologia T_5 , com uma distribuição de enrolamentos com menos harmónicas de enrolamento de modo a confrontar as hipóteses teóricas assumidas. Note-se que apenas as topologias T_1 e T_2 serão verificadas experimentalmente. No fim comparam-se os resultados entre eles e os resultados teóricos

5.1.1 Simulações da Topologia T_1 : Materiais Ferromagnéticos

A topologia com materiais ferromagnéticos está representada na Figura 3.9a. Foi com base nesta topologia que se efectuaram os cálculos teóricos logo é com base nas simulações desta topologia que se fazem as comparações com os resultados obtidos na parte teórica. Por esta razão efectua-se comparações das simulações com os resultados teóricos desta topologia, tendo em conta que são comparações mais qualitativas que quantitativas, no sentido em que não se comparam directamente valores mas sim formas de onda.

Para efeitos de simulação usou-se o modelo representado nas Figuras 5.2 e 5.3 com as seguintes especificações:

- Os semi-estatores representados a azul-escuro são compostos de aço.
- Os moldes das bobinas são compostos de nylon, neste caso equivalente a vácuo.

5.1.1.1 Simulações em Vazio

Efectuaram-se as simulações com passo temporal de $\Delta t = 10^{-4}$ s.

Tensões, Correntes e Factor de Potência

Com as condições do rotor ausente verifica-se o comportamento das corrente e tensões nas fontes. Observa-se nas Figuras 5.5a e 5.5b, os sistemas de tensões e correntes, respectivamente. Como se pode observar são ambos sistemas equilibrados com amplitudes iguais em todas as fases e com desfasagem de 120° entre eles.

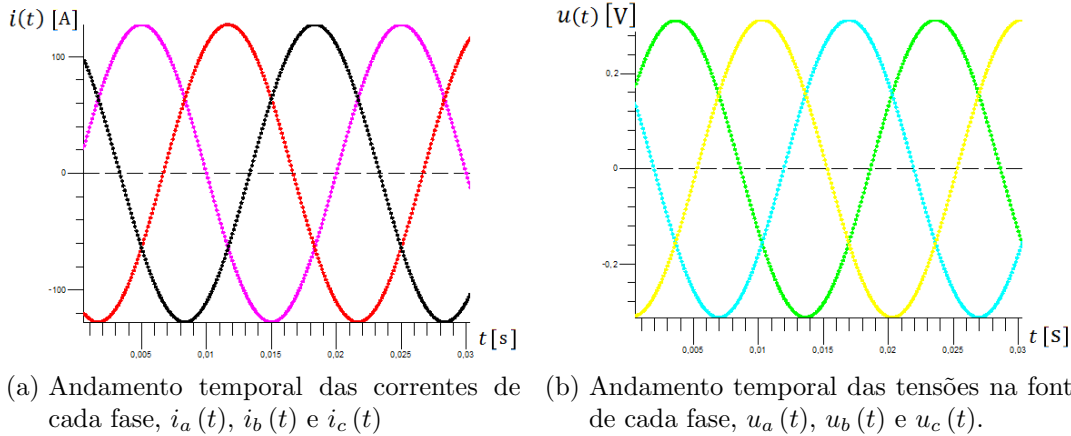


Figura 5.5: Tensões e correntes nas fontes

Verifica-se o factor de potência do motor, que tendo em conta a baixa resistividade dos enrolamentos, espera-se que seja muito baixo. Conhecendo a desfasagem entre

tensão e a corrente pode-se saber o valor de $\cos \varphi$. Na Figura 5.6 está representada, em diferentes escalas, o andamento temporal da tensão e corrente de uma das fases.

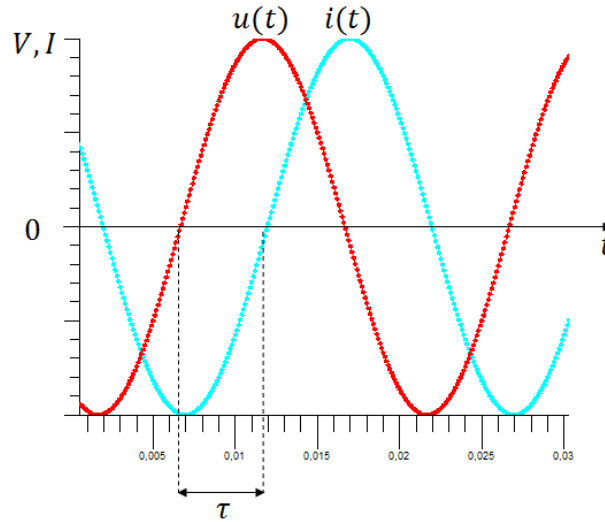


Figura 5.6: Desfasagem entre a tensão e a corrente na fonte.

Como se pode observar existe um desfasamento temporal de $\tau = 0.005$ s. Tendo em conta a relação

$$\omega = \frac{d\alpha}{dt} \Leftrightarrow \alpha = \omega \cdot t \text{ [rad]},$$

vem então que

$$\varphi = \omega \cdot \tau,$$

o que significa que para uma frequência $f = 50$ Hz tem-se uma desfasagem $\varphi = 90^\circ$ que sendo positivo indica que o sistema é puramente indutivo, como se esperava, e o factor de potência $\cos \varphi$ é nulo.

Campo Viajante

Procura-se observar o campo viajante criado pelo estator no entreferro com o rotor ausente. Recorre-se para isso a várias validações pelo programa.

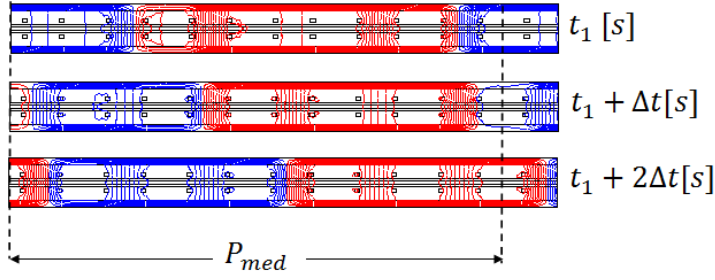


Figura 5.7: Linhas de fluxo no motor ao longo do tempo para três instantes (topologia T_1) .

Observa-se na Figura 5.7 as linhas de fluxo magnético que se fecham e criam dois pólos, em que o passo polar equivale a metade do motor. Apenas se deve considerar como comprimento do motor a secção P_{med} , pois o ensaio é feito com vários motores alinhados de modo a garantir que as linhas de fluxo se aproximam mais do que acontece no motor em disco. Nesta Figura também se observa o deslocamento do campo ao longo do tempo para três instantes no tempo.

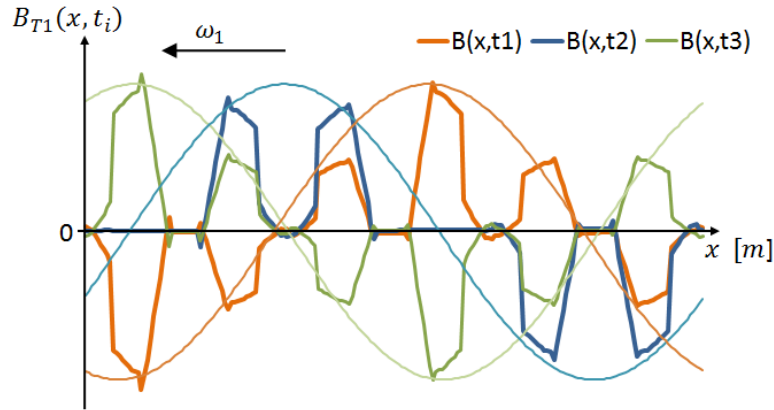


Figura 5.8: Distribuição espacial do campo para três instantes (topologia T_1) .

Na Figura 5.8 observa-se a distribuição do campo de indução ao longo do estator do motor para três instantes de tempo distintos. Pode-se observar que o campo se desloca no espaço ao longo do tempo. São representadas as harmónicas fundamentais para cada instante, como referência visual.

Note-se que os gráficos estão representados em função da distância x e não do ângulo α como se viu nos cálculos teóricos. Isto deve-se ao facto de se estarem a observar simulações de um motor linear em que as deslocções do campo são lineares. Passando os resultados simulados para o domínio do motor em disco tem-se que o comprimento do estator, P_{med} , equivale ao perímetro médio do motor ou seja a uma

5 Simulações

volta de 2π rad. Logo, a distância x relaciona-se com o ângulo α pela equação (5.2) que se trata uma relação linear proporcional:

$$\alpha = \frac{x \cdot 2\pi}{P_{med}} [\text{rad}]. \quad (5.2)$$

Observando a Figura 4.9 e comparando com os resultados teóricos, podemos concluir que a distribuição do campo em função de α calculada na parte teórica está de acordo com as simulações.

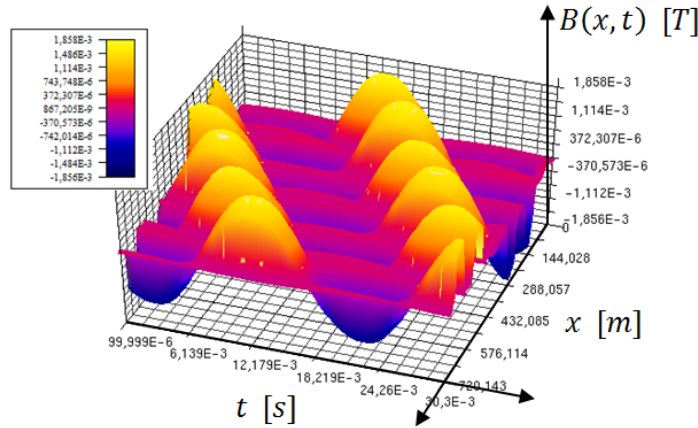


Figura 5.9: Distribuição tridimensional do campo de indução ao em função do tempo e espaço (topologia T_1) .

Verifica-se também o comportamento do campo a nível tridimensional de modo a poder observar o deslocamento ao longo do tempo. Comparando a Figura 5.9 com a Figura 4.12b permite concluir que a nível de campo criado no estator em vazio, os resultados das simulações corroboram os cálculos teóricos.

5.1.1.2 Simulações em carga

Verificou-se que existe um campo viajante criado no estator. Ao colocar-se o rotor de alumínio este deverá mover-se na direcção do vector deslocamento do campo de indução do primário. Mas como verificado na secção 4.1.6, devido às *f.e.m.* induzidas no rotor, é criado um campo de indução no rotor que interage com o do primário. Na Figura 5.10 observam-se as linhas de fluxo que resultam da interacção dos dois campos de densidade de fluxo magnético. Observa-se igualmente que existe uma densidade de corrente no rotor cuja intensidade é representada pelas zonas coloridas no rotor.

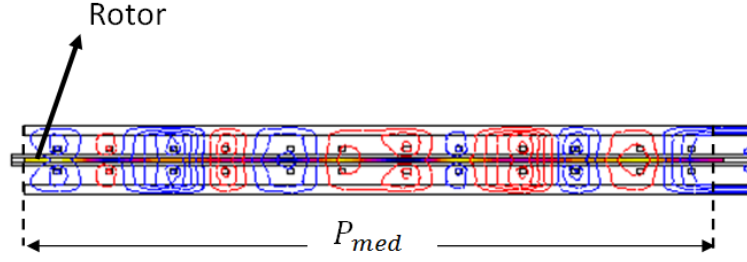


Figura 5.10: Linhas de fluxo no entreferro com o rotor (topologia T_1) .

Acopla-se uma carga de 0,1 g ao rotor e verificam-se os resultados para a evolução da velocidade ao longo do tempo. Na Figura 5.11 está o gráfico da velocidade linear do rotor, v_{T1} , em $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ em função do tempo para o protótipo com a topologia T_1 simulado.

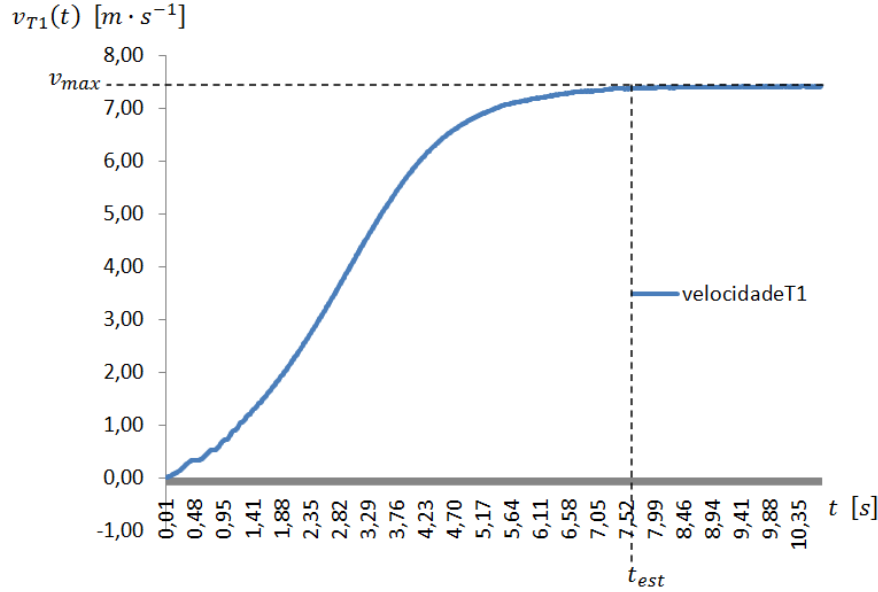


Figura 5.11: Velocidade linear do rotor em função do tempo (topologia T_1).

Observa-se que o rotor tende para uma velocidade linear $v_{max} = 7,41 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Para se saber qual a velocidade angular equivalente aplica-se a equação (5.1), onde a velocidade de rotação do rotor tende para $\Omega_{nom} = 524,14 \text{ rpm}$. Ora relembrando que a velocidade angular do campo viajante para dois pólos é $\omega_1 = 3000 \text{ rpm}$, significa que o motor tem escorregamento s dado por

$$s = \frac{\omega_1 - \Omega}{\omega_1}, \quad (5.3)$$

ou seja vem que $s = 0,825$, o que do ponto de visto prático é um escorregamento elevado. Para a compreender melhor o funcionamento do motor, pretende-se obter a característica binário / velocidade. Para tal estuda-se a força longitudinal desenvolvida no rotor, F_{T1} , em função da velocidade; utilizaram-se as simulações com velocidade imposta. Isto é, impõe-se uma série de velocidades ao rotor do motor e mede-se a força longitudinal média desenvolvida pelo rotor, para cada uma das velocidades. Tendo em conta os resultados teóricos mediram-se as forças desenvolvidas para velocidades acima da velocidade de funcionamento nominal atingida pelo motor, Ω_{nom} . Deste podem-se validar ou não resultados teóricos. No fim, na Figura 5.12 traçou-se o gráfico do binário desenvolvido na topologia T_1 lembrando que

$$T_{T1}(\Omega) = r_{med} \cdot F_{T1}(\Omega).$$

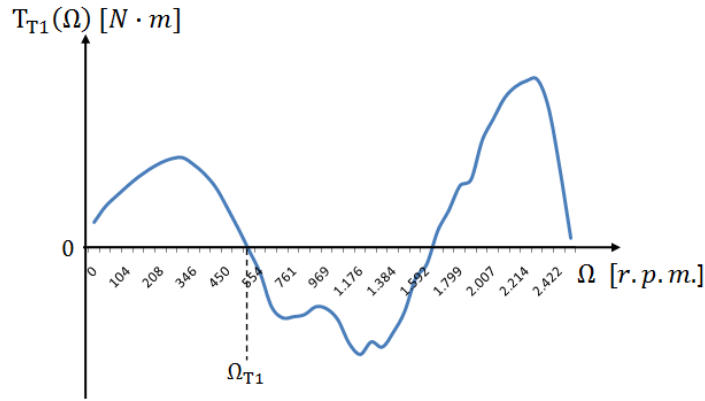


Figura 5.12: Binário desenvolvido pela topologia T_1 .

Neste ponto vai-se desprezar o valor efectivo do binário desenvolvido. Compare-se antes a forma de onda da força longitudinal T_{T1} simulada com a característica obtida na secção 4.2.2, Figura 4.22. Pode-se concluir que se observa o mesmo efeito que foi explicado na parte teórica, como o efeito das harmónicas de enrolamento no binário desenvolvido. Isto permite tirar algumas conclusões de proximidade entre os resultados teóricos e simulados para o binário desenvolvido no rotor. Note-se que na simulação a velocidade final, Ω_{T1} , é cerca de metade da prevista na parte teórica ($\Omega_{teo} = 1000$ rpm e $\Omega_{T1} = 524$ rpm) e consequentemente o escorregamento simulado é maior que nos cálculos teóricos ($s_{teo} = 0,667$ e $s_{sim} = 0,825$). Isto poderá ser explicado pelo facto que na parte teórica não se consideram quaisquer perdas mecânicas ou de dispersão do fluxo e também pelo facto que se simula uma geometria que não é em disco.

5.1.2 Simulações da Topologia T_2 : Ausência de Materiais Ferromagnéticos

Como foi referido na fase introdutória da dissertação pretende-se com esta topologia, isenta de ferro, estudar o efeito da ausência da saturação magnética no motor. Por esta razão interessa a comparação directa com os resultados da topologia T_1 . Deste modo as condições de simulação são em todos os aspectos iguais à da topologia T_1 , sendo que a única diferença é que o material do estator agora é composto de nylon que para efeitos de simulação é definido como sendo vácuo. Ao longo desta subsecção à medida que se apresentam os resultados, efectuem-se as comparações com os resultados obtidos para T_1 que se acharem relevantes.

Simula-se a topologia T_2 com base no modelo representado na Figura 5.13.

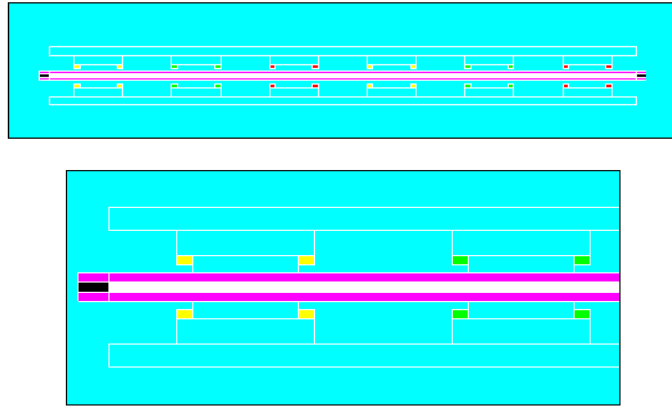


Figura 5.13: Modelo e respectiva ampliação do Flux2D[®] utilizado na simulação da topologia T_2 .

5.1.2.1 Simulações em Vazio

Dado que se pretende fazer o estudo comparativo do campo de indução interessa obter as medições da intensidade do campo viajante criado pelo estator. Observa-se na Figura 5.14 as linhas fechadas de fluxo magnético no motor.

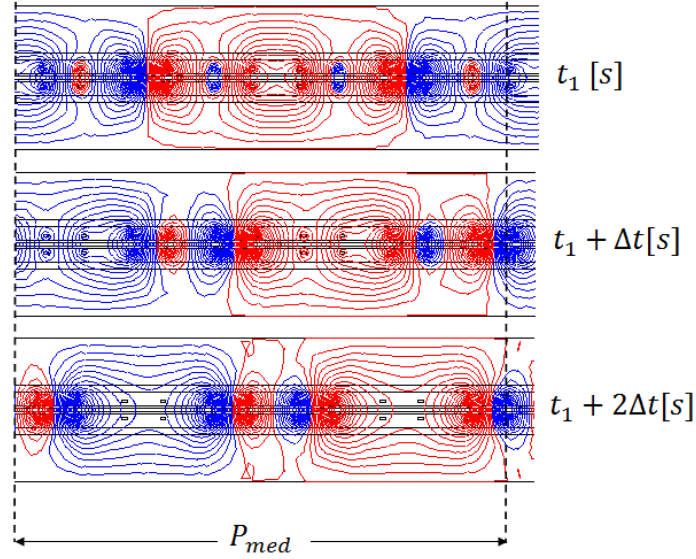


Figura 5.14: Linhas de fluxo no motor ao longo do tempo para três instantes (topologia T_2) .

Como se pode observar as linhas de fluxo fecham-se através do ar, o que causa uma grande dispersão do campo magnético. Deste modo não se consegue observar os dois pólos criados no motor, como se observava para a topologia T_1 , Figura 5.7. Ainda assim é possível observar que o campo se desloca na mesma direcção que antes.

De modo a comparar directamente as intensidades dos campos de indução em T_1 e T_2 verificou-se a densidade de fluxo magnético ao longo do espaço para os mesmos instantes, t_1 , t_2 e t_3 que em T_1 (Figura 5.15).

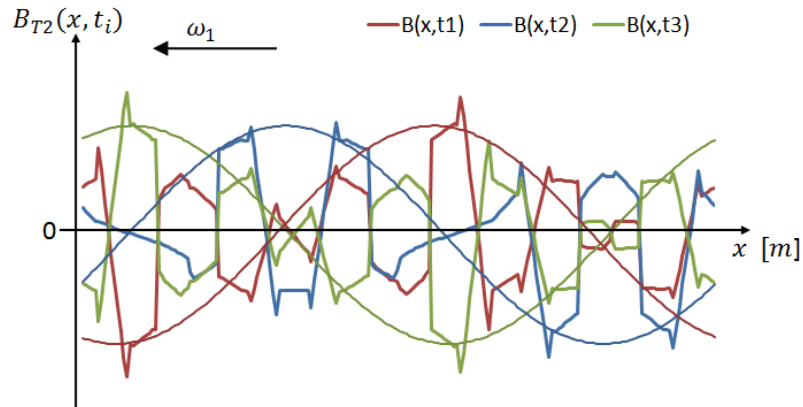


Figura 5.15: Distribuição espacial do campo de indução para três instantes (topologia T_2) .

Mais uma vez pode-se observar a deslocação espacial do campo ao longo do tempo, apesar da distorção das formas de onda.. Comparando directamente as ondas do instante t_1 das topologias T_1 e T_2 , obtém-se o gráfico da Figura 5.16. Comparem-se os valores máximos dos campos.

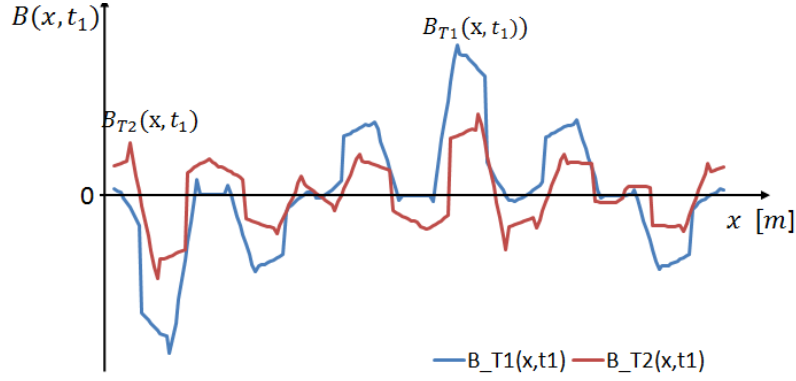


Figura 5.16: Comparação das distribuições espaciais dos campos de indução das topologias T_1 e T_2 para o mesmo instante t_1 .

Desta forma pode-se concluir que em termos de densidade de fluxo magnético obtido no entreferro, para o motor em vazio, não compensa retirar os materiais ferromagnéticos. Faça-se agora o estudo colocando o rotor.

5.1.2.2 Simulações em carga

Coloca-se o rotor no entreferro do motor T_2 para as mesmas considerações de simulação que em T_1 , obtém-se a curva de velocidade linear do rotor, v_{T2} , em função do tempo e obtém-se a curva da força longitudinal, F_{T2} , em função da velocidade angular Ω através do mesmo método de velocidades impostas que utilizado para T_1 . De modo a permitir a comparação entre a velocidade e a força longitudinal desenvolvidas nas topologias T_1 e T_2 , traçam-se nas Figuras 5.17 e 5.18 os gráficos relevantes em conjunto.

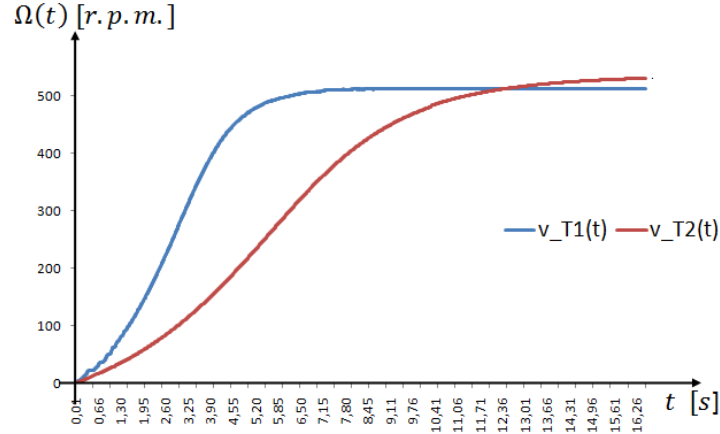


Figura 5.17: Comparação da evolução das velocidades angulares ao longo do tempo das topologias T_1 e T_2

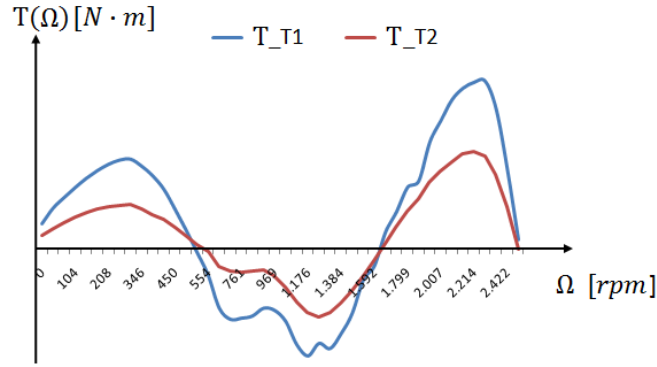


Figura 5.18: Comparação dos Binários em função da velocidades angular em $r.p.m.$, das topologias T_1 e T_2

Da Figura 5.17 conclui-se que apesar da mudança do material do estator e do aumento do fluxo de dispersão, a velocidade do rotor na topologia T_2 tende para uma velocidade angular nominal muito próxima da velocidade atingida para a topologia T_1 . Note-se que a velocidade em T_2 é efectivamente maior.

A figura 5.18 corrobora os resultados para a velocidade, pois observa-se que a força inverte para uma velocidade $\Omega \simeq 558 \text{ r.p.m.}$, ou seja que este será o valor da velocidade final. Comparando directamente a característica binário/velocidade das duas topologias, observa-se que as formas de onda são idênticas, ou seja os efeitos da distorção harmónica dos enrolamentos calculada na parte teórica também se observam para a topologia T_2 . Pela análise do campo de indução feita na Figura 5.16, a relação de proporcionalidade directa entre a intensidade do campo de indução e a

força desenvolvida no rotor dada pela equação (4.40) implica que a intensidade do binário seja inferior na topologia T_2 tal como se observa na Figura 5.18.

5.1.3 Simulações da Topologia T_3 : Circuito do Primário em Cobre

Como foi referido, pretende-se fazer uma comparação entre o motor supercondutor e as máquinas clássicas com condutores de cobre. É sabido que nos motores clássicos comerciais os condutores distribuem-se para garantir uma distribuição do campo sinusoidal, diminuindo as harmónicas de enrolamento, melhorando em muito o desempenho do motor. Para uma comparação equivalente entre condutores de cobre e SAT, torna-se necessário usar a mesma topologia dos protótipos. Por esta razão utiliza-se como modelo de simulação a topologia T_1 e mudando o material dos condutores de SAT para cobre.

Assume-se que os condutores de cobre estão mergulhados em azoto líquido, o que melhora efectivamente a corrente máxima admissível.

Tendo em conta que se estão a utilizar fontes de corrente na alimentação do modelo do motor, é necessário alterar as intensidades das correntes de acordo com máximo que os condutores de cobre suportam. Assumindo que se tratam de condutores com a mesma secção que os supercondutores tem-se que a secção de um condutor de cobre é:

$$S_{Cu} \simeq 1 \text{ mm}^2.$$

Ora a 20°C o valor máximo de corrente que poderá atravessar o condutor sem perigo está tabelado em $I_{MAX_{20^\circ}} = 8 \text{ A}$. De modo a manterem-se as perdas de Joule a 77 K, teria-se que manter a seguinte razão

$$\frac{\rho_{Cu_{20^\circ}} \cdot I_{MAX_{20^\circ}}^2}{\rho_{Cu_{77K}} \cdot I_{MAX_{77K}}^2} = 1$$

ou seja equivale a uma corrente máxima admissível, no cobre, a 77 K, $I_{MAX_{77K}}^2$ que vem dada pela seguinte expressão,

$$I_{MAX_{77K}} = \sqrt{\frac{\rho_{Cu_{20^\circ}}}{\rho_{Cu_{77K}}}} \cdot I_{MAX_{20^\circ}}.$$

Então a corrente máxima admissível é

$$I_{MAX_{77K}} = I_{MAX_{20^\circ}} \cdot \sqrt{4,02} \simeq 16 \text{ A}$$

Deste modo aplica-se às fontes de corrente (Figura 5.4) um valor de corrente eficaz de 16 A.

Como foi referido o modelo utilizado é com base em T_1 , ou seja o modelo das Figuras 5.2 e 5.3.

Tendo em conta o objectivo derradeiro de comparação do binário desenvolvido no rotor, traçam-se na Figura 5.19 os gráficos do binário de T_3 , T_{T3} e T_1 , T_{T1} de modo a comparar as formas de onda e valores máximos.

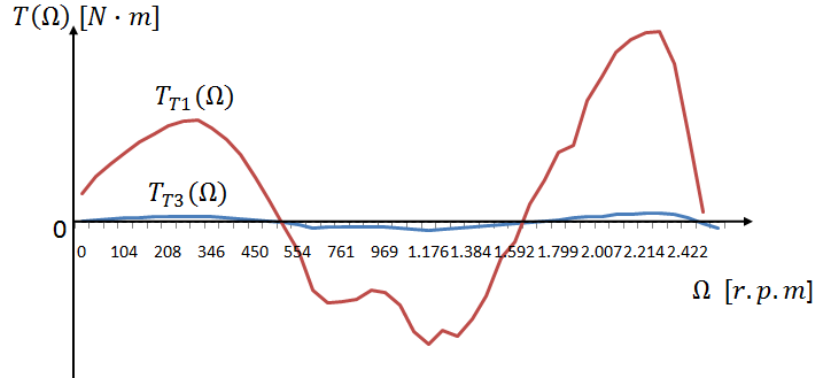


Figura 5.19: Comparação dos Binários em função da velocidades angular em *r.p.m.*, das topologias T_1 (vermelho) e T_3 (azul)

Observando o gráfico pode-se perceber que existem claras vantagens na utilização de supercondutores a nível de binário desenvolvido no rotor. Comparando os valores máximos de binário tem-se a relação:

$$\frac{T_{MAX T3}}{T_{MAX T1}} \simeq 30.$$

Ou seja podem-se obter binários até 30 vezes superiores aos motores clássicos. Note-se que este efeito está relacionado directamente com o aumento de corrente nos condutores já que o binário é directamente proporcional ao quadrado da corrente,

$$T \propto I^2.$$

Daí que se a corrente é em T_1 é 5,625 vezes superior temos uma melhoria no binário de $5,625^2 = 31,6$.

Pode-se igualmente concluir que a nível da utilização de SAT para efeitos de criação de campo de indução, as propriedades de ancoragem de fluxo não tem um efeito visível, já que como se pode observar pela Figura 5.19, as formas de onda dos binários em T_1 e T_3 mantêm-se, alterando apenas a amplitude. Ou seja, o baixo escorregamento da máquina não se deve à utilização de supercondutores no estator.

5.1.4 Simulações da Topologia T_4 : Peças Polares Ferromagnéticas

No âmbito de procurar melhorias nos protótipos, testou-se uma topologia T_4 hipotética. A ideia desta topologia é observar qual o efeito da melhoria do circuito

magnético, neste caso se os moldes das bobinas fossem compostos do mesmo tipo de aço que o estator, reduzindo assim efectivamente o fluxo de dispersão e diminuindo o entreferro. Espera-se com esta alteração uma melhoria apenas a nível de amplitude máxima do binário, não propriamente a nível de forma de onda.

O modelo utilizado e a respectiva ampliação estão representados na Figura 5.20 .

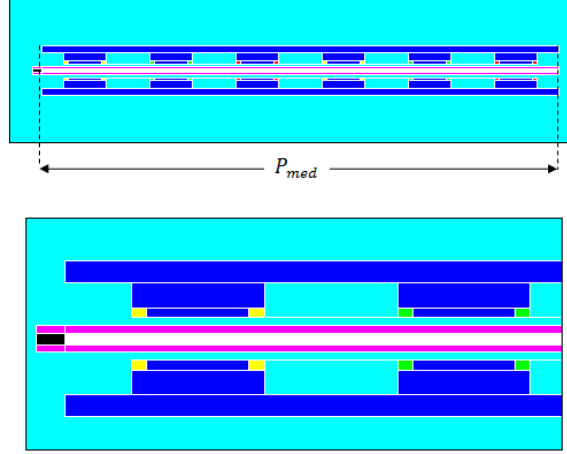


Figura 5.20: Modelo e respectiva ampliação do Flux2D[®] utilizado na simulação da topologia T_4 .

Simulou-se o modelo com base nas mesmas condições utilizadas para a topologia T_1 . Obtém-se as linhas de fluxo, em vazio, observadas na Figura 5.21. Como se pode ver, tem os pólos bem definidos e comparando com a Figura 5.7, as linhas de fluxo em T_4 fecham-se através dos enrolamentos com menos dispersão que em T_1 .

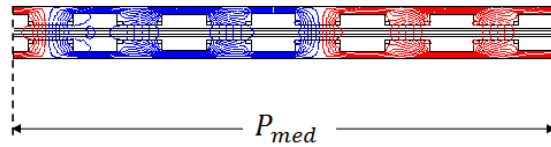


Figura 5.21: Linhas de fluxo no motor (topologia T_4) .

De modo a comparar a intensidade de campo de indução no entreferro em vazio traça-se a distribuição do campo, B_{T4} , ao longo do entreferro do motor na topologia T_4 em conjunto com B_{T1} , para o mesmo instante de tempo t_1 .

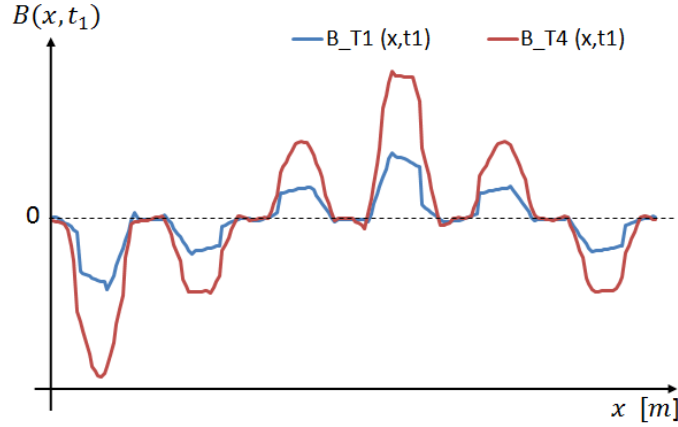


Figura 5.22: Comparação das distribuições espaciais dos campos de indução das topologias T_1 e T_4 para o mesmo instante t_1 .

Da Figura 5.22 pode-se concluir que a diminuição do fluxo de dispersão e do entreferro não altera em muito a distribuição do campo, apenas se aumenta a intensidade do campo como se esperava. Isto significa que a nível de harmónicas de enrolamento não haverá grandes alterações, ou seja pode-se esperar que a característica binário/velocidade tenha a mesma forma de onda que para a topologia T_1 mas com uma amplitude maior. Observa-se na Figura 5.23 a comparação entre os binários desenvolvidos nas topologias T_1 e T_4 , $T_{T_1}(\Omega)$ e $T_{T_4}(\Omega)$, respectivamente.

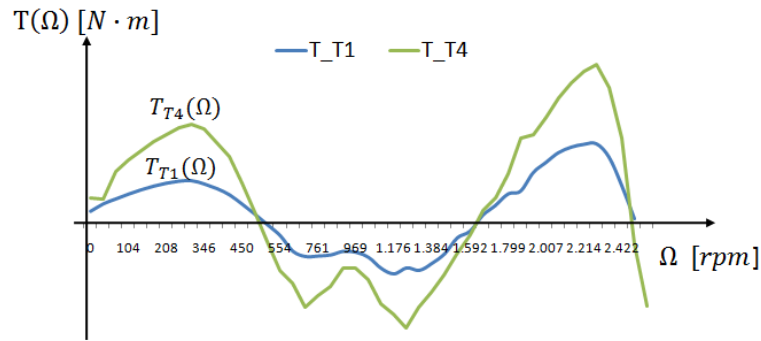


Figura 5.23: Comparação dos binários em função da velocidades angular em rpm, das topologias T_1 e T_4 .

Como esperado, a forma de onda das características são idênticas e a amplitude de $T_{T_4}(\Omega)$ é bastante superior a $T_{T_1}(\Omega)$. Se se analisar a equação (4.54) corrobora-se o resultado simulado pois o binário desenvolvido T varia inversamente com quadrado da distância do entreferro, g , como se verifica na equação (4.55).

Pode-se igualmente prever que o rotor, na topologia T_4 , tende para uma velocidade de rotação ligeiramente inferior à da topologia T_1 , pois o gráfico de $T_4(\Omega)$ cruza o eixo das abcissas um pouco antes de $T_1(\Omega)$. Observe-se na Figura 5.24 os gráficos das velocidades das topologias T_1 e T_4 , $\Omega_{T_1}(t)$ e $\Omega_{T_4}(t)$, respectivamente.

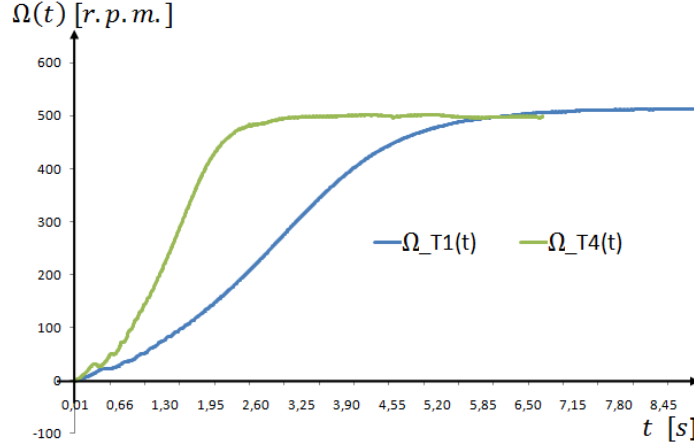


Figura 5.24: Comparação das velocidades angulares do rotor nas topologias T_1 e T_4 , em função do tempo.

Como se previa a velocidade $\Omega_{T_4}(t)$ tende para um valor menor que $\Omega_{T_1}(t)$, sendo que o binário de T_4 é superior. Do mesmo modo tem um tempo de subida menor que T_1 ou seja tem maior aceleração. Pode-se concluir que a alteração efectuada ao circuito magnético não tem nenhum efeito visível de melhoria sobre o escorregamento do motor.

5.1.5 Simulações da Topologia T_5 : Alteração da Distribuição dos Enrolamentos

Consegue-se fazer melhorias a nível de amplitude do binário mas não a nível de escorregamento que se mantém elevado. De modo a estudar melhorias neste aspecto, testa-se uma topologia que melhore a distribuição dos condutores, no sentido de a tornar mais sinusoidal ou seja reduzindo as harmónicas de enrolamento. Deste modo espera-se um melhor binário e um menor escorregamento, em que a velocidade angular do rotor tenda para um valor mais próximo do sincronismo.

Para isso testa-se uma topologia de um motor em disco baseada em [32] cujo modelo utilizado nas simulações está representado na Figura 5.25.

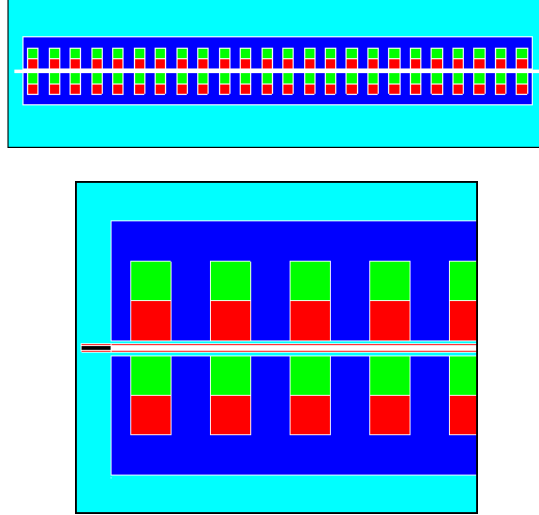


Figura 5.25: Modelo e respectiva ampliação do Flux2D[®] utilizado na simulação da topologia T_5 .

Trata-se de um motor em disco linearizado com enrolamento duplo, com um passo de bobina de 4 cavas, onde as fases estão ligadas de tal forma a criar um campo com um par de pólos, $f = 50\text{Hz}$, ou seja com uma velocidade de sincronismo de 3000 rpm Para mais detalhe sobre o modelo do motor remeter-se para [32]. Do ponto de vista prático interessa saber que para este motor tem-se uma distribuição de campo de indução criado no estator que é aproximadamente sinusoidal como se observa na Figura 5.26

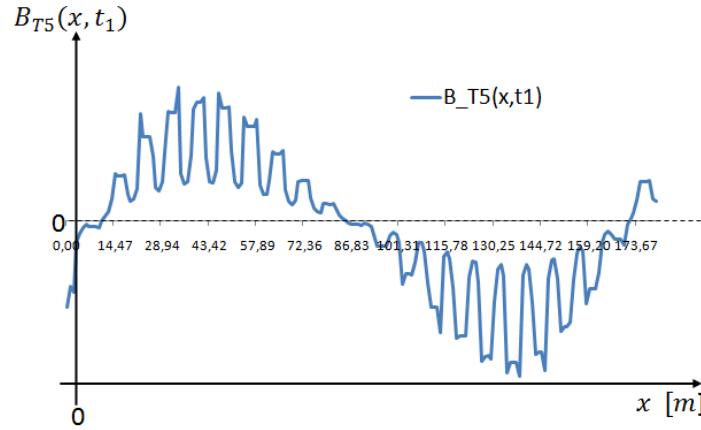


Figura 5.26: Distribuição espacial do campo de indução criado no estator da topologia T_5 .

Assim, para este motor podem-se desprezar os efeitos das harmônicas de enrolamento sem se cometer um grande erro de aproximação. Para comprovar esta aproximação obtém-se o gráfico do binário em função da velocidade, e compara-se com o binário desenvolvido pelo rotor na topologia T_1 . Observem-se os gráficos da (Figura 5.27). De modo a serem comparáveis, utilizam-se escalas diferentes para comparar as formas de onda e zeros do binário, excepto a sua intensidade.

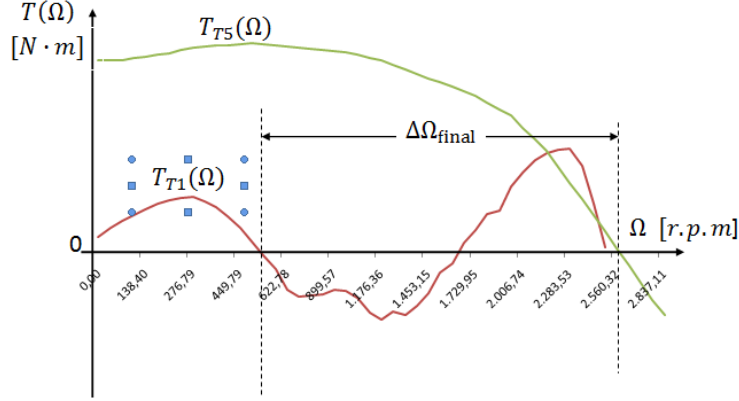


Figura 5.27: Comparação dos Binários em função da velocidades angular em $r.p.m.$, das topologias T_1 e T_5

Como se observa, o binário desenvolvido em função de Ω tem uma forma mais tradicional. Note-se que o binário T_{T5} apenas se anula quando a velocidade se aproxima da velocidade de sincronismo.

Como resultado tem-se agora que a velocidade do rotor, $v_{T5}(t)$, tende para perto da velocidade de sincronismo como se observa na Figura 5.28, obtida em [32].

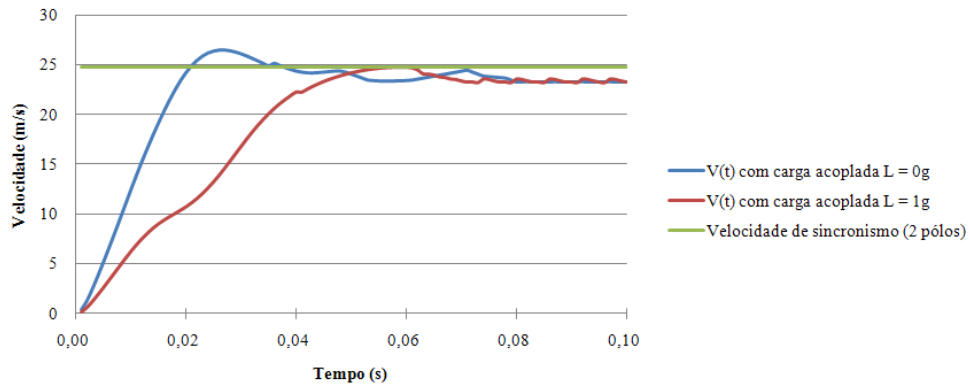


Figura 5.28: Velocidade do rotor da topologia T_5 , em função tempo.

No caso referido a velocidade linear de sincronismo era aproximadamente $25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, que equivale a 3000 rpm no motor em disco. Observa-se que o rotor tende para uma velocidade linear de aproximadamente $23 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, ou seja a velocidade rotacional final do rotor na topologia T_5 vem

$$\Omega_{T5} = \frac{23 \cdot 3000}{25} = 2769 \text{ rpm},$$

ou seja equivale a um escorregamento de

$$s_{T5} = \frac{3000 - 2769}{3000} = 0,077.$$

Tendo em conta que o escorregamento de T_1 era $s_{T1} = 0,825$, então temos um melhoramento no escorregamento de cerca de 10,7 vezes. Deste modo, conseguiu-se com sucesso reduzir o escorregamento relativamente a T_1 .

5.2 Conclusões

Com base nos resultados obtidos nas simulações, retiram-se algumas conclusões:

Em primeiro lugar, e tendo em conta o objectivo da dissertação de estudar o efeito da ausência dos materiais ferromagnéticos nos motores supercondutores simularam-se três topologias, T_1 , T_2 e T_4 . Obteve-se a característica binário/velocidade de cada topologia que se traça na Figura 5.29 em conjunto de modo a serem comparáveis.

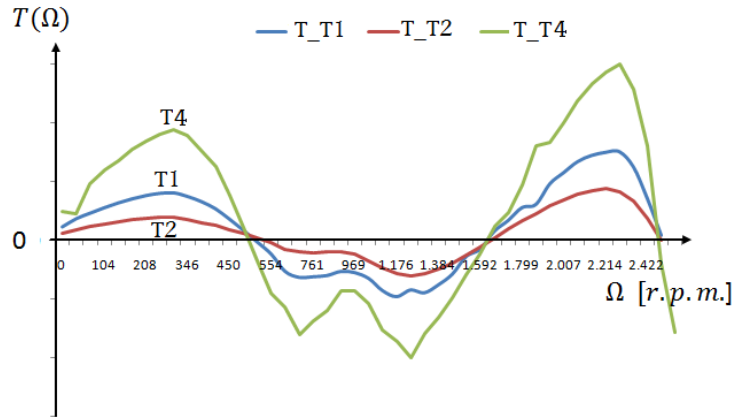


Figura 5.29: Comparação dos binários nas topologias T_1 , T_2 e T_4

A topologia T_4 é a que possui maior quantidade de aço, resultando num circuito magnético com menor relutância, e a topologia T_2 será a topologia com maior relutância no circuito magnético. Como se pode observar quanto mais aço no estator maior o

binário desenvolvido. Mas será importante referir que a densidade de fluxo magnético que se obtém no entreferro nas topologias T_1 e T_4 nunca ultrapassa os 0,05 T, ou seja não se aproxima dos valores de saturação do aço (1,1 – 1,4 T). Uma vez que para a força magnetomotriz desenvolvida pelos enrolamentos do primário não se verifica saturação magnética do aço, logo não se prova necessário retirar os materiais ferromagnéticos do motor sendo que não compensa em termos de relutância equivalente do circuito magnético.

Outra conclusão que se pode retirar das simulações é o facto indiscutível da melhoria de desempenho ao substituir o cobre pelos materiais SAT, como foi visto na secção 5.1.3.

Comparando directamente os resultados obtidos para a topologia T_1 com os teóricos, pode-se concluir que as considerações teóricas não se afastam muito do simulado como foi visto na secção 5.1.1.2.

Com os resultados da secção 5.1.5 corroboram-se as conclusões tiradas na parte teórica sobre o efeito indesejado que as harmónicas de enrolamento introduzem no binário desenvolvido e consequentemente no escorregamento. Isto porque ao simular-se a topologia T_5 , com uma distribuição dos enrolamentos com menos harmónicas de enrolamento, verifica-se que o binário em função da velocidade tem uma melhoria significativa no sentido que é positivo para velocidades até perto da velocidade de sincronismo. Ou seja, reduz muito o escorregamento, como foi visto na secção 5.1.5.

Uma importante conclusão final que se pode retirar, comparando a distribuição do campo de indução obtido para a topologia T_1 e na parte teórica, é facto de que apesar do primeiro se tratar de um motor linear e no segundo de um motor em disco, as diferenças entre os campos viajantes, no caso do motor linear, e viajantes, no caso do motor em disco, não são observáveis. Ou seja os resultados dos campos corroboram a aproximação do motor em disco ao motor linear.

6 Ensaios Experimentais

No sentido de validar os resultados obtidos na parte teórica e respectivas simulações, procedeu-se à construção e ensaio dos protótipos T_1 e T_2 , projectados no Capítulo 3. Apresenta-se neste capítulo os passos e considerações tomadas na construção dos protótipos, as especificações dos ensaios realizados aos protótipos, os resultados obtidos e consequentes resultados.

6.1 Construção dos Protótipos

Realizadas as simulações verificou-se o funcionamento dos projectos do Capítulo 3 e procedeu-se à construção dos protótipos.

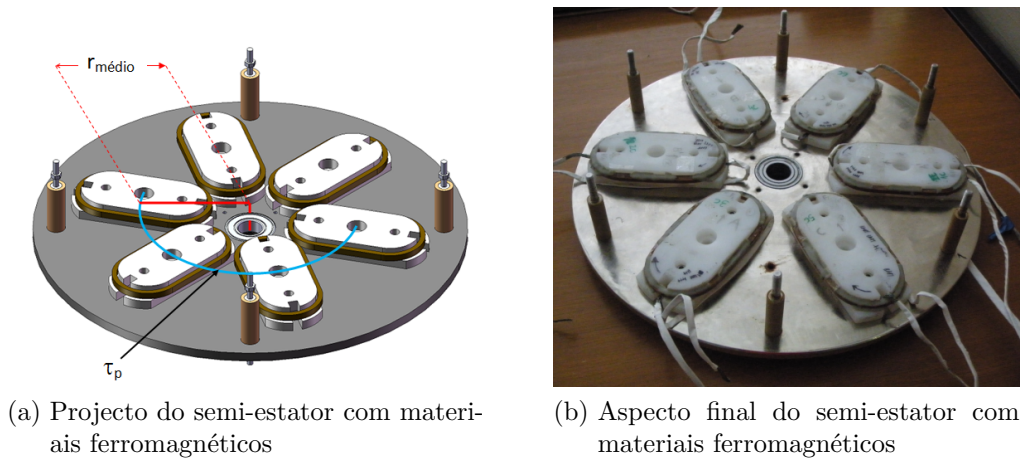


Figura 6.1: Semi-estatores do protótipo da topologia T_1 .

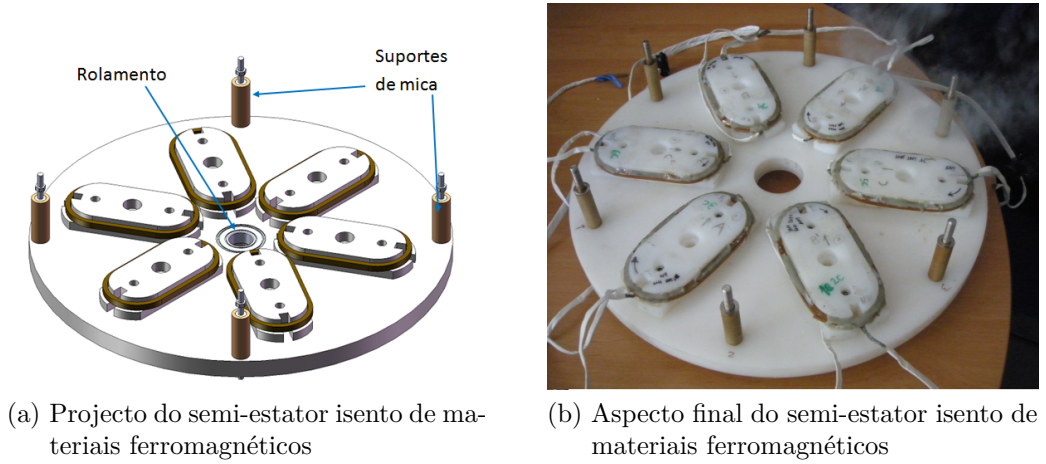


Figura 6.2: Semi-estatores do protótipo da topologia T_2 .

Ambos os protótipos partilham do mesmo projecto com excepção das chapas do estator onde se apoiam as bobinas, em que na topologia T_1 são compostas de aço e em T_2 de nylon.

As várias peças que compõem os protótipos foram construídas. Em geral todas as especificações foram cumpridas, incluindo as dimensões .

Nas Figuras 6.1b e 6.2b pode-se observar o aspecto final dos protótipos dos semi-estatores. Ambos os protótipos ficaram com um raio no estator de $r_{estator} = 221\text{ mm}$. As espessuras mantiveram as dimensões já referidas.

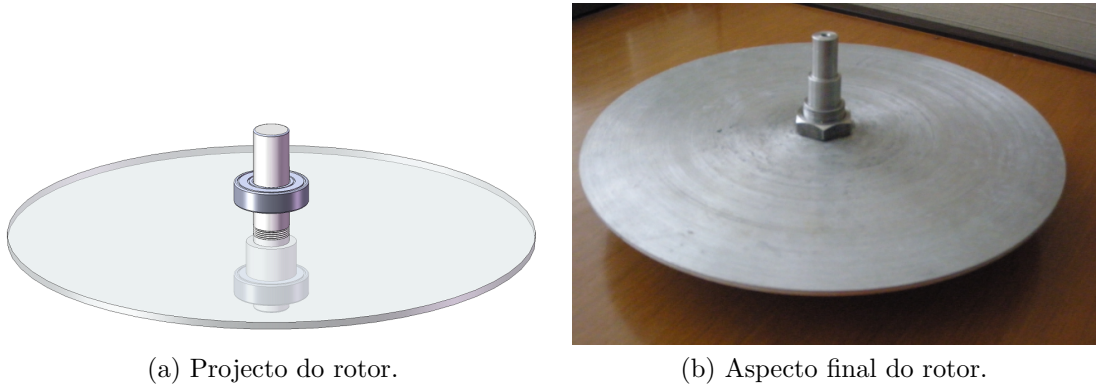
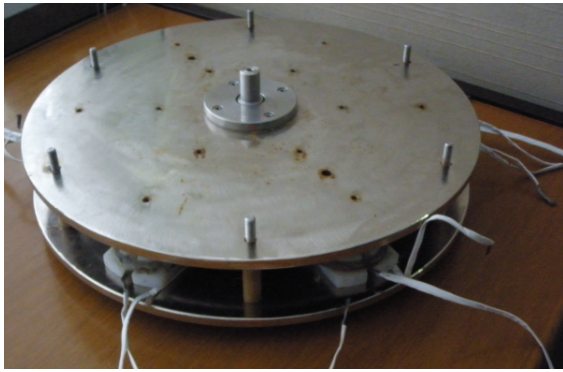


Figura 6.3: Rotor dos protótipos

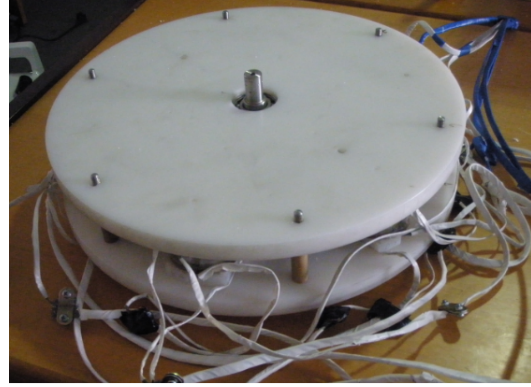
Na Figura 6.3 observa-se o projecto e o resultado final do rotor do motor. Resultaram algumas diferenças, nomeadamente no raio do rotor que foi reduzido devido aos suportes do semi-estator superior, cuja espessura é maior que a projectada, de forma a melhorar a resistência mecânica. Deste modo resultou que $r_{rotor} = 181\text{ mm}$.

A espessura do disco ficou-se por 4 mm por razões de disponibilidade comercial, pois para ter uma espessura de 3 mm aumentaria o custo desnecessariamente. Pela Figura 3.11 observou-se que não tem uma grande influência no factor de qualidade.

Na Figura 6.4 pode-se observar o resultado final dos protótipos utilizados durante os ensaios experimentais.



(a) Topologia T_1 .



(b) Topologia T_2 .

Figura 6.4: Aspecto final dos protótipos.

6.2 Ensaio dos Protótipos

Pretendia-se nomeadamente dos ensaios retirar os parâmetros do esquema equivalente de Steinmetz e obter a característica binário/velocidade de cada um dos protótipos. Para tal montou-se a bancada de ensaios representada na Figura 6.5.

Número	Descrição
1	Auto-transformador variável trifásico (0-400 V)
2	Multímetro digital trifásico, amperímetro, voltímetro e wattímetro
3	Banco de transformadores, 3x monofásico, 230/4 V, 100 A
4	Protótipo a ensaiar
5	Reservatório isolado para fins de arrefecimento do protótipo
6	Travão de pó electromagnético
7	Acoplador motor / travão
8	Medidor de velocidade (r.p.m.) e binário (N.m)

Tabela 6.1: Legenda da Figura 6.5.

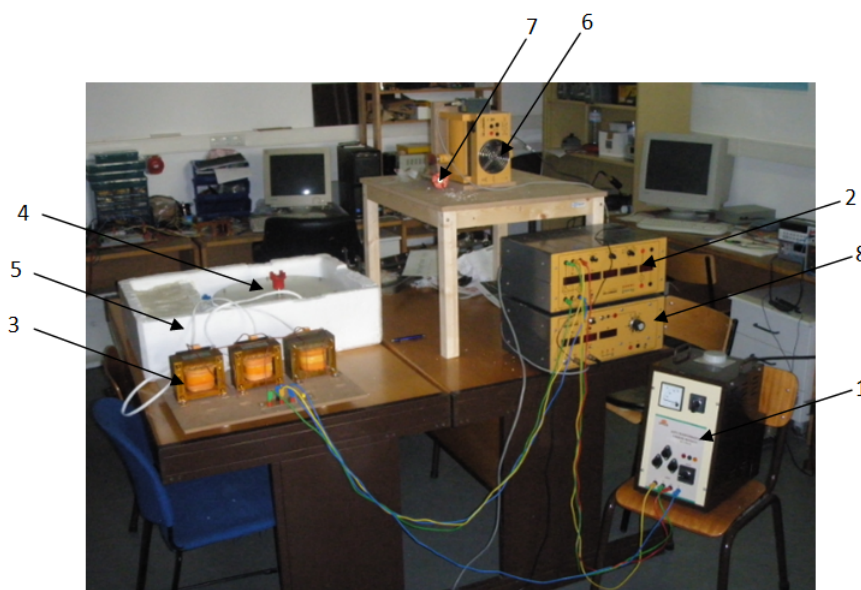


Figura 6.5: Bancada de ensaios e respectiva identificação.

Na Tabela 6.1 encontra-se a legenda da Figura 6.5:

A informação do banco de transformadores vem dada na Secção 3.5.

Para ensaiar o motor, este é completamente submerso em azoto líquido, a 77 K. Isto introduzirá uma componente de atrito viscoso que se opõem à rotação do rotor. De modo a reduzir a impedância total do circuito, ligaram-se os semi-estatores em paralelo, estando ambos foram ligados à fonte em estrela com ligação neutro. Deste modo resulta o mesmo circuito de alimentação utilizado nas simulações representado na Figura 5.4.

6.2.1 Topologia T_1 : Materiais Ferromagnéticos

6.2.1.1 Característica Binário/Velocidade

Para obter a característica binário velocidade do protótipo acoplou-se este a um travão electromagnético de pó (“*powder brake*”). Este travão permite regular o binário resistivo aplicado no veio do motor, variando a intensidade da corrente contínua que alimenta o travão. Deste modo consegue-se medir a relação binário/velocidade para vários pontos de funcionamento e construir assim a curva da característica.

Uma experiência inicial que se efectuou, foi ensaiar o motor em vazio (sem o acoplamento ao travão) e à temperatura ambiente. Dado que a fita das bobinas contém uma matriz de prata, esta permite alguma corrente enquanto não supercondutora. Testou-se para uma corrente eficaz de 7 A e verificou-se que o binário desenvolvido no rotor não era suficiente para vencer os atritos mecânicos do motor, ou seja não se observou a rotação do rotor.

Após o ensaio à temperatura ambiente, testou-se o motor a 77 K. A esta temperatura as bobinas entram então no estado supercondutor que permite uma maior densidade de corrente e um maior binário no veio. De modo a atingir essa temperatura mergulha-se completamente o protótipo em azoto líquido.

Estabilizada a temperatura, arranca-se o motor em vazio e para uma tensão de 5 V à entrada do estator obtém-se uma corrente de 120 A que se divide pelos dois semi-estatores, ou seja tem-se uma corrente eficaz de cerca de 60 A em cada enrolamento. Para estes valores de densidade de corrente gera-se um binário de arranque suficiente para arrancar o motor, observando-se a rotação do rotor. A velocidade de rotação, como se previa, esteve aquém da velocidade do campo viajante, e consequentemente com um grande escorregamento.

Dado o elevado escorregamento e baixas rpm não foi possível obter uma característica muito completa., sendo que efectivamente apenas se conseguiram três pontos:

- Em vazio sem o acoplamento ao travão - $T \simeq 0$, $\Omega = 191$ rpm;
- Com o travão acoplado sem binário resistivo extra - $T = 0,06 \text{ N}\cdot\text{m}$, $\Omega = 103$ rpm;
- Com o rotor bloqueado - $T = 0,08 \text{ N}\cdot\text{m}$, $\Omega = 0$ r.p.m;

Destas medições resulta a característica binário/velocidade representada na Figura 6.6.

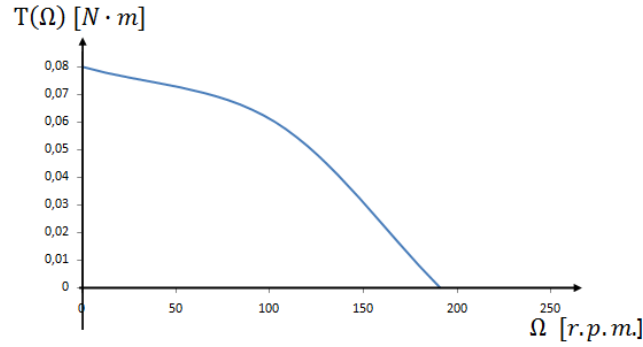


Figura 6.6: Característica experimental binário / velocidade da topologia T_1 .

Comparando os resultados com os obtidos na parte teórica e nas simulações obtêm-se, o gráfico da Figura 6.7.

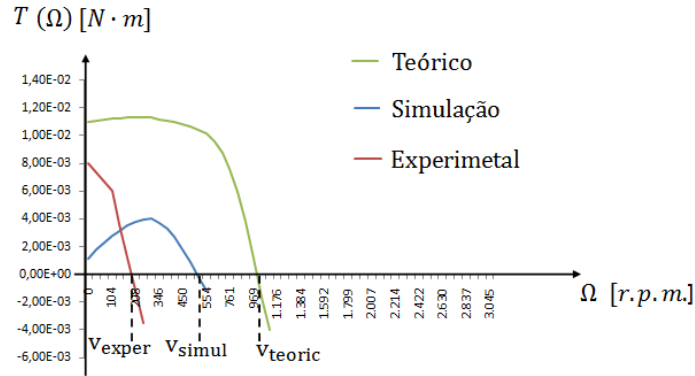


Figura 6.7: Comparação das características teórica, simulada e experimental binário/velocidade da topologia T_1 .

Note-se que na Figura 6.7 não se representam as características completas obtidas na teoria e simulação uma vez que não se conseguiu obter a característica completa a partir dos resultados experimentais. Observando a Figura 6.7 pode-se concluir que nos três casos se observa que a velocidade final é bastante menor que a velocidade de sincronismo do campo viajante (3000 rpm.), ainda que o valor efectivo da velocidade final seja diferente em cada caso.

- $\Omega_{teorica} \simeq 1000$ rpm;
- $\Omega_{simula\c{c}o\tilde{e}s} \simeq 556$ rpm;
- $\Omega_{experimental} \simeq 191$ rpm.

No caso da velocidade final experimental faz sentido ser inferior às outras duas, pelo facto de existirem perdas de atrito que não são consideradas nem nos cálculos teóricos nem nas simulações, uma vez não serem mensuráveis. Estas perdas de atrito devem-se nomeadamente aos rolamentos que a 77 K sofrem alguma deformação, e ao atrito viscoso do azoto líquido. Lembra-se igualmente que as simulações e parte dos cálculos teóricos foram feitos com base num motor linear que poderá introduzir alguma discrepância entre os resultados.

Em termos de amplitude do binário máximo, os resultados não são inteiramente concordantes ainda que não haja grandes discrepâncias. Estes resultados estão sujeitos a vários tipos de erro, nomeadamente a nível experimental, uma vez que tanto os binários de atrito já referidos como os do travão electromagnético não foram medidos.

6.2.1.2 Circuito Equivalente de Steinmetz

Uma das particularidades das máquinas assíncronas, é o facto de se poder traduzir o seu funcionamento através do esquema equivalente de Steinmetz por fase. Habitualmente utiliza-se o circuito equivalente em T que está representado na Figura 6.8.

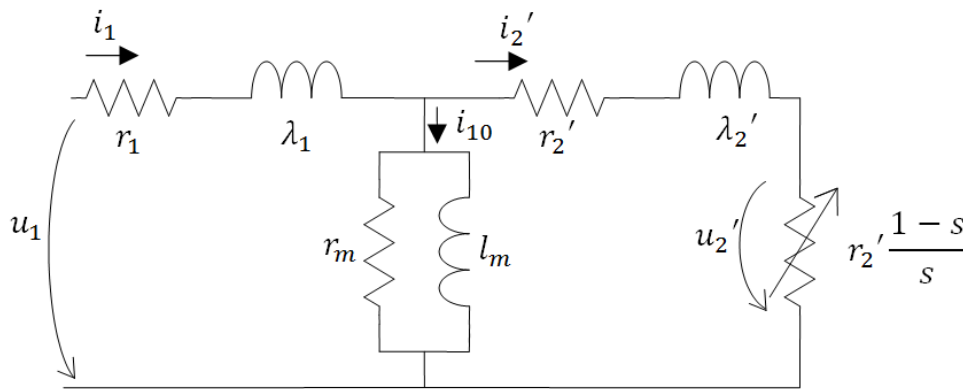


Figura 6.8: Esquema equivalente da máquina assíncrona.

Descrevem-se brevemente os parâmetros por fase do esquema da Figura 6.8.

Ramo Longitudinal

- r_1 - Resistência de perdas, representa a resistência dos enrolamentos do estator. É esta a resistência responsável pelas perdas no cobre do estator, por efeito de Joule.
- λ_1 - Reactância de dispersão do estator. Esta reactância representa o fluxo magnético de dispersão do estator. Como o fluxo é de dispersão, não chega a

atravessar a chapa rotórica, daí que seja uma factor de perdas, uma vez que o fluxo é criado pelo estator mas não é aproveitado.

- r'_2 - Resistência equivalente da chapa rotórica referida ao estator. Representa as perdas por efeito de Joule na chapa rotórica, por fase.
- λ'_2 - Reactância de dispersão do rotor.
- $r'_2 \cdot \frac{1-s}{s}$ - Resistência representativa da carga que depende do escorregamento s .

Ramo Transversal

- r_m - Resistência responsável pelas perdas no ferro. As correntes de Foucault induzidas nas chapas magnéticas do estator, provocam, por efeito de Joule, o seu aquecimento.
- l_m - Este parâmetro tem o nome de reactância de magnetização. Numa máquina eléctrica convencional é necessária alguma força magnetomotriz para que o fluxo se difunda por todo o circuito magnético. A reactância de magnetização representa a quantidade de corrente perdida para *magnetizar* todo o circuito magnético.

Tratando-se de motores assíncronos pode-se obter os parâmetros do esquema equivalente a partir dos ensaios com o rotor bloqueado (curto-circuito) e em em vazio (circuito aberto).

No ensaio em curto-circuito, isto é, com escorregamento $s = 1$, a resistência de carga fica nula e a corrente no ramo longitudinal aumenta muito, logo, a corrente no ramo longitudinal é desprezável. Assim considera-se que a impedância equivalente vista do primário é a impedância do ramo longitudinal do esquema equivalente

$$\overline{Z}_{long} = (r_1 + r'_2) + j \cdot \omega \cdot (\lambda_1 + \lambda'_2) \text{ } [\Omega] \quad (6.1)$$

No ensaio em vazio, o escorregamento aproxima-se de zero, $s = 0$, e a resistência de carga torna-se infinita, ou seja o secundário torna-se um circuito aberto. Pode-se considerar que a corrente total do primário é aproximadamente igual à do ramo transversal, $i_1 \simeq i_{10}$. Logo, a impedância medida no primário do motor é equivalente à do ramo transversal, a qual se relaciona com os parâmetros r_m e l_m pela seguinte expressão

$$\frac{1}{\overline{Z}_{trv}} = \frac{1}{r_m} + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot l_m} \text{ } [S]. \quad (6.2)$$

De modo a saber os valores complexos de \overline{Z}_{long} e \overline{Z}_{trv} , é necessário medir as tensões e correntes na entrada que nos permite saber o módulo.

$$Z = \frac{U_1}{I_1} \quad (6.3)$$

e medida a potência activa com o auxílio de um Wattmetro é possível conhecer o argumento

$$\arg \{Z\} = \arccos \left(\frac{P}{S} \right) = \arccos \left(\frac{P}{U_1 \cdot I_1} \right). \quad (6.4)$$

Devido às elevadas correntes no primário do motor, não foi possível medir a potência activa no primário, uma vez que os aparelhos disponíveis não o permitiam. Por esta razão efectuaram-se as medidas necessárias no primário dos transformadores, onde as correntes eram mais baixas. Para garantir resultados exactos consideraram-se as perdas nos transformadores. Para isso foi necessário obter os parâmetros do esquema equivalente dos transformadores. Realizaram-se os ensaios em curto-circuito e em vazio de um transformador (assumindo que são os três iguais), e obtiveram-se os parâmetros indicados na Tabela 6.2

$r_{1t} [\Omega]$	$\lambda_{1t} [H]$	$r_{2t} [\Omega]$	$\lambda_{2t} [H]$	$r_{mt} [\Omega]$	$l_{mt} [H]$
0,6530	0,0057	$1,975 \times 10^{-4}$	$1,71 \times 10^{-6}$	$\simeq \infty$	2,4438

Tabela 6.2: Parâmetros do esquema equivalente de um transformador

Na Figura 6.9 está representado o esquema equivalente para a ligação da máquina com o transformador. Note-se que uma vez que o número de espiras no secundário do motor é adaptável, considera-se que a razão de transformação da máquina é $m = 1$.

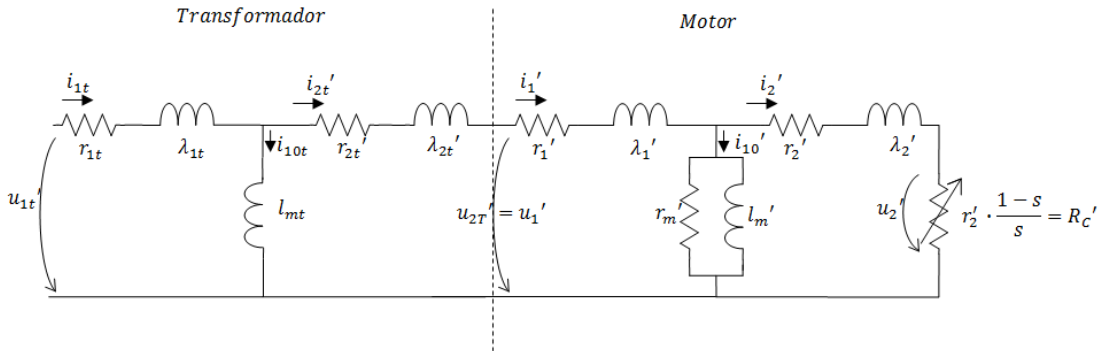


Figura 6.9: Esquema equivalente monofásico da máquina assíncrona ligada ao transformador.

Observe-se que uma vez que a razão de transformação da máquina é $m = 1$, todos os parâmetros da máquina são vistos do primário do transformador. De modo a simplificar-se o circuito total poderá utilizar-se a aproximação de Kaap. Na Figura 6.10 está representado o esquema equivalente aproximado onde é também possível observar onde estão ligados os aparelhos de medição da tensão, corrente e potência activa.

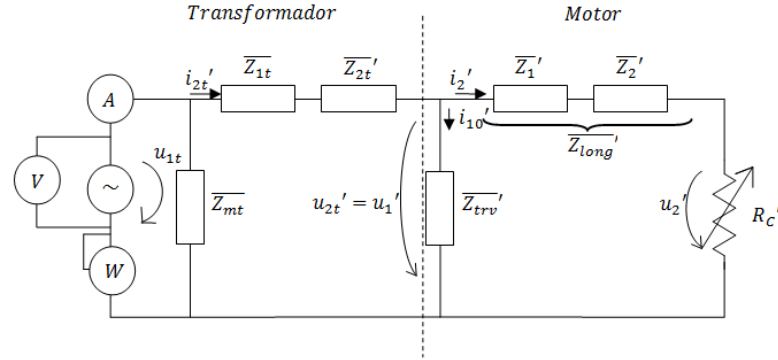


Figura 6.10: Aproximação de Kaap da Figura 6.9.

Ensaio com o Rotor Bloqueado

Ensaiou-se o motor com o rotor bloqueado. Uma vez estabilizadas as medições, obtiveram-se os valores para a corrente, tensão e potência activa no primário dos transformadores. Os valores indicados na Tabela 6.3 são o resultado da média de cinco medições.

U_{1t} [V]	I_{1cct} [A]	P_{cct} [W]
272,2	2,68	207

Tabela 6.3: Valores médios obtidos do ensaio em curto-circuito

Destes valores pode-se calcular a impedância de curto-circuito vista do primário dos transformadores

$$\bar{Z}_{cc} = Z_{cc} \cdot \exp(j \cdot \varphi_{cc}) = 101,8 \cdot \exp(j \cdot 73,5^\circ) \Omega.$$

No ensaio em curto-circuito, com escorregamento $s = 1$, a resistência de carga fica nula e a corrente no ramo longitudinal aumenta, tornando-se desprezável a corrente no ramo transversal. Observe-se na Figura 6.11 o esquema equivalente resultante do ensaio em curto-circuito.

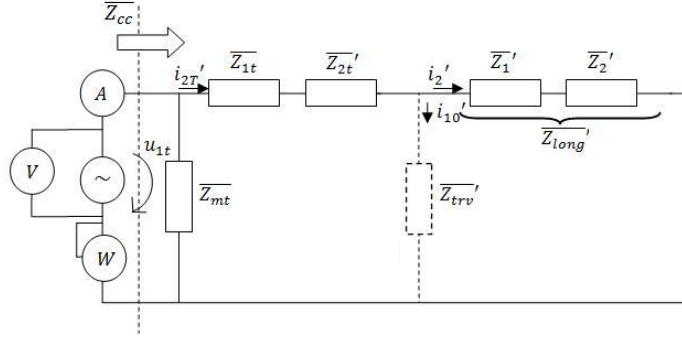


Figura 6.11: Aproximação de Kaap do esquema equivalente para o ensaio em curto-circuito.

Pelo esquema da Figura 6.11 calcula-se a expressão de \overline{Z}_{cc} e resulta

$$\overline{Z}_{cc} = (\overline{Z}_{1t} + \overline{Z}'_{2t} + \overline{Z}'_{long}) // \overline{Z}_{mt}. \quad (6.5)$$

Resolve-se a equação (6.5) em ordem a \overline{Z}'_{long} e resulta que

$$\overline{Z}'_{long} = 112,68 \cdot \exp(j \cdot 71,1^\circ) \Omega.$$

Tendo em conta que a razão de transformação $m_t = 230/4$ e que

$$\overline{Z}'_{long} = \overline{Z}_{long} \cdot m^2,$$

vem que, na forma cartesiana

$$\begin{aligned} \overline{Z}_{long} &= R + j \cdot X = 0,011 + j \cdot 0,0322 \Omega \\ R &= r_1 + r_2 \\ X &= \omega (\lambda_1 + \lambda_2). \end{aligned}$$

A resistência de uma das fases do primário foi medida e resultou em $r_1 = 9,4 \times 10^{-4} \Omega$. Tendo em conta que se têm duas bobinas por fase por semi-estator ligadas em paralelo com as outras duas do outro semi-estator, resulta que o valor medido é aproximadamente igual ao de uma bobina. Na Secção 3 mediu-se a resistência de uma bobina, $R_{bob} = 8,2 \times 10^{-4} \Omega$. Note-se que $r_1 > R_{bob}$ devido às ligações extra compostas de alumínio, necessárias para alimentar as fases.

Sabendo r_1 pode então calcular-se r_2 .

$$r_2 = R - r_1$$

$$r_2 = 0,0101 \simeq R$$

Ou seja, como se esperava, a resistência do secundário é muito superior a r_1 logo esta será praticamente desprezável em relação a r_2 . Ainda assim a resistência do secundário é bastante reduzida, uma vez que se encontra dentro de azoto líquido.

Quanto ao cálculo dos coeficientes de dispersão, é usual para os motores com rotor em chapa, desprezar o fluxo de dispersão do secundário, logo a reactância de dispersão do primário será $x_1 = X$ e

$$\lambda_1 = \frac{X}{\omega} = 102,6 \mu\text{H}.$$

Ensaio com o Rotor sem Carga

Ensaiou-se o motor em vazio. Como se esperava a velocidade de rotação do rotor encontra-se aquém da velocidade de sincronismo, ou seja $s \gg 0$. Assim o conceito de ensaio em vazio quando $s = 0$ torna-se impraticável para este motor, pois não se pode considerar que a corrente no primário em vazio seja igual à corrente de magnetização. Em vez disso temos

$$i_{1\text{vazio}} = i_{10} + i_2,$$

pois o factor R'_c do esquema equivalente não será ∞ ou seja não existirá circuito aberto no secundário.

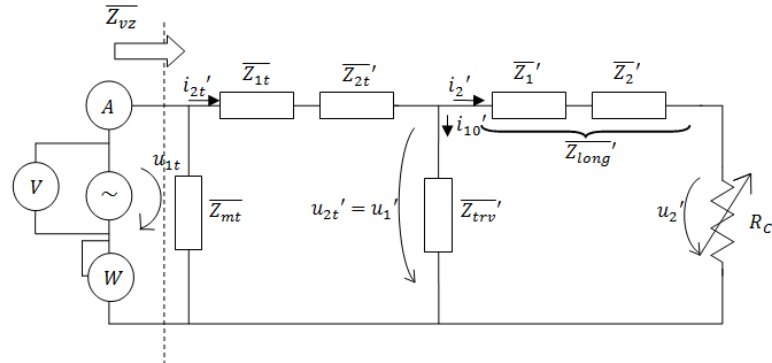


Figura 6.12: Aproximação de Kaap do esquema equivalente para o ensaio em curto-circuito.

Se se considerar o esquema aproximado de Kaap, representado na Figura 6.12 resulta que a impedância medida neste ensaio em vazio, \bar{Z}_{vz} será

$$\bar{Z}_{vz} = \left(\left(\left(\bar{Z}'_{long} + R'_c \right) // \bar{Z}'_{trv} \right) + \left(\bar{Z}_{1t} + \bar{Z}'_{2t} \right) \right) // \bar{Z}_{mt}. \quad (6.6)$$

De modo a calcular efectivamente a impedância em vazio, obtiveram-se os valores para a corrente, tensão e potência activa no primário dos transformadores. Os resultados são indicados na Tabela 6.4 e são o resultado da média de cinco medições.

U_{1t} [V]	I_{1vzt} [A]	P_{vzt} [W]
272,5	2,84	226,7

Tabela 6.4: Valores médios obtidos do ensaio em vazio

r_1 [Ω]	λ_1 [mH]	r_2 [Ω]	λ_2 [μ H]	r_m [Ω]	l_m [mH]
$9,4 \times 10^{-4}$	0,1026	0,0101	≈ 0	2,114	1,39

Tabela 6.5: Parâmetros do esquema equivalente do protótipo T_1 .

Destes valores calcula-se o valor da impedância vista dos terminais do primário dos transformadores,

$$\bar{Z}_{vz} = Z_{vz} \cdot \exp(j \cdot \varphi_{vz}) = 95,95 \cdot \exp(j \cdot 72,9^\circ) \Omega.$$

Com o auxílio de um estroboscópio mediu-se a velocidade de rotação do rotor em vazio marcando 191 *r.p.m.* Isto equivale a um escorregamento em vazio de $s = 0,936 \gg 0$ ao contrário do que se esperava para um ensaio em vazio. Conhecendo o escorregamento pode-se saber qual o valor de R'_c para as condições do ensaio.

Para cálculo de \bar{Z}'_{trv} , resolve-se a equação (6.6) em função de \bar{Z}'_{trv} e obtém-se

$$\bar{Z}'_{trv} = 1414 \cdot \exp(j \cdot 78,3^\circ) \Omega.$$

Tendo em conta que a razão de transformação $m_T = 230/4$ e que

$$\bar{Z}'_{trv} = \bar{Z}_{trv} \cdot m^2$$

vem que

$$\bar{Z}_{trv} = Z_{trv} \cdot \exp(j \cdot \varphi_{trv}) = 0,43 \cdot \exp(j \cdot 78,3^\circ) \Omega.$$

Logo pela equação (6.2) tira-se que

$$\begin{aligned} r_m &= \frac{Z_{trv}}{\cos(-\varphi_{trv})} \\ l_m &= -\frac{1}{\omega} \cdot \frac{Z_{trv}}{\sin(-\varphi_{trv})}. \end{aligned}$$

resulta assim que os parâmetros do ramo transversal do motor são $r_m = 2,114 \Omega$ e $l_m = 1,39 \text{ mH}$.

Na tabela 6.5 mostram-se os valores obtidos para os parâmetros do esquema equivalente monofásico do protótipo de topologia T_1 .

Como se pode constatar, relativamente aos valores dos parâmetros do ramo longitudinal, os valores no ramo transversal são superiores em pelo menos uma ordem de grandeza. Isto significa que a corrente de magnetização será baixa. Ou seja há

poucas perdas de Joule devido às correntes induzidas no ferro, a energia necessária para magnetizar será baixa.

Pode-se também observar o elevado valor da reactância de dispersão, $x_1 = \omega \cdot \lambda_1 = 32,23 \Omega$, relativamente aos outros termos do ramo longitudinal. Isto significa que haverá uma grande parte do fluxo criado pelo estator que não se liga com o rotor, o que se traduz num elevado consumo de potência reactiva.

6.2.1.3 Potências e rendimentos

Para conhecer o rendimento do protótipo é necessário saber, para uma determinada potência de entrada, a potência útil que se obtém no veio.

Usa-se o ponto de funcionamento representado na Tabela 6.6 pelos valores de tensão, U_{1t} , corrente, I_{1t} , e potência activa, P_{et} , medidos no primário do transformador, relacionados com o respectivo binário desenvolvido e velocidade de rotação.

U_{1t} [V]	I_{1t} [A]	P_{et} [W]	T [N·m]	Ω [rpm]
270	2,74	220	0,06	103

Tabela 6.6: Valores médios obtidos do ponto de funcionamento escolhido.

De modo a conhecer efectivamente a potência activa à entrada de uma fase do motor, P_e , descontam-se as perdas no transformador de forma a conhecer a potência útil do transformador, P_{ut} pois

$$P_e = P_{ut},$$

uma vez que não existem perdas no ferro, tem-se que a potência útil do transformador é dada por:

$$P_{ut} = P_{et} - P_{J1t} - P_{J2t}.$$

Para a corrente I_{1t} vem que $P_{ut} = P_e = 220 - 7,97 = 212,03$ W. Esta é a potência à entrada de uma das fases do motor, P_e .

Para calcular a potência útil do motor utiliza-se a relação

$$P_u = T \cdot \Omega,$$

em que velocidade do rotor, Ω , deverá vir em $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$. Sendo a potência activa total fornecida ao motor, $P_{3e} = 3 \cdot P_e$, pode-se calcular o rendimento do motor

$$\eta\% = \frac{P_u}{P_{3e}} \cdot 100 = 0,1017 \%$$

Trata-se obviamente de um rendimento muito baixo. De modo a perceber-se onde se perde tanta potência estudam-se as perdas internas do protótipo.

Com base no esquema equivalente do motor e transformador fazem-se os cálculos das perdas internas do motor. Os valores são apresentados na Tabela 6.7.

P_{3J1} [W]	Perdas de Joule nos enrolamentos do estator	49,3
P_{3J2} [W]	Perdas de Joule na chapa rotórica	524,83
P_{3m} [W]	Perdas de Joule do circuito magnético	2,51
P_{atr} [W]	Perdas de atrito	58,8
P_u [W]	Potência útil no veio	0,65
P_{3e} [W]	Potência de entrada, Total	660

Tabela 6.7: Potências no protótipo T_1

$$P_{3e} = P_{3J1} + P_{3J2} + P_{3m} + P_{atr} + P_u$$

Pode-se concluir que grande parte da potência se dissipa sob a forma de calor na chapa rotórica. Uma maneira efectiva de reduzir estas perdas seria aumentando a espessura do disco arriscando-se assim aumentar o entreferro e o fluxo de dispersão.

Existem igualmente perdas nos enrolamentos do primário, P_{3J1} , as quais se devem essencialmente aos ligamentos de alumínio usados.

Quanto às perdas óhmicas no circuito magnético são pequenas como previsto. Isto deve-se ao facto da resistência representativa do circuito magnético ser relativamente maior quando comparada com os restantes parâmetros do esquema equivalente garantindo assim uma baixa corrente de magnetização, \bar{I}_{10} , quando comparada com a corrente no secundário \bar{I}_2 .

$$\begin{aligned}\bar{I}_{10} &= \sqrt{2} \cdot 3,11 \cdot \exp(-j \cdot 148,2^\circ) \text{ A} \\ \bar{I}_2 &= \sqrt{2} \cdot 131,6 \cdot \exp(-j \cdot 69,87^\circ) \text{ A}\end{aligned}$$

Deste modo é possível calcular as perdas de atrito, P_{atr} . Estas perdas de atrito quando se compara com P_{3J2} são relativamente baixas, mas relativamente à potência útil no veio, conclui-se que são superiores em duas ordens de grandeza. Anulando estas perdas atrito permitiria uma potência 90,5 vezes maior. Lembre-se que este atrito se deve essencialmente ao atrito dos rolamentos e ao atrito viscoso do azoto líquido.

6.2.1.4 Factor de potência

Calcula-se ainda o factor de potência do protótipo. Com base no esquema equivalente, calcula-se a amplitude complexa da tensão simples que está à entrada do motor. Considerando nula a desfasagem inicial da tensão à entrada do transformador resulta

$$\bar{U}_{2t} = \bar{U}_1 = \sqrt{2} \cdot 4,53 \cdot \exp(j \cdot 0,1^\circ) \text{ V}.$$

Isto equivale a uma amplitude complexa da corrente à entrada do motor

$$\bar{I}_{2t} = \bar{I}_1 = \sqrt{2} \cdot 132,23 \cdot \exp(-j \cdot 71,19^\circ) \text{ A}.$$

Então resulta que a desfasagem da corrente relativamente à tensão é

$$\varphi = 0,1 - (71,19) = 72,29^\circ.$$

Este valor equivale a um factor de potência de $\cos(\varphi) = 0,3208$. Como esperado o factor de potência é baixo, muito devido ao fluxo de dispersão do primário, como previsto anteriormente.

6.2.2 Topologia T_2 : Ausência de Materiais Ferromagnéticos

Feitas as ligações do protótipo verificou-se o equilíbrio das correntes de alimentação do motor, alimentando-o com uma baixa tensão. Efectuou-se a refrigeração do motor e alimentou-se com a tensão máxima que a fonte permitia e verificou-se que o binário desenvolvido pelo rotor não era suficiente para vencer os atritos mecânicos do motor. Nem com um accionamento externo de modo a vencer os binários resistivos no arranque se conseguiu arrancar o motor. Manualmente, sentia-se um binário no rotor, o que permitia verificar que não se tratava de um problema de ligações; o binário não era suficiente para vencer os atritos.

Deste modo não foi possível obter nem a característica binário/velocidade nem os parâmetros do esquema equivalente de Steinmetz. Ainda assim permitiu retirar algumas conclusões:

A primeira é que de facto não compensa retirar os materiais ferromagnéticos, pelo menos para motores de baixa potência, tal como se verificara a partir dos resultados obtidos das simulações.

Outra é que o nylon não é o material mais apropriado para trabalhar em baixas temperaturas uma vez que tem um grande coeficiente de expansão linear. Verificou-se que a contracção das placas de nylon do estator resultaram em pressões mecânicas, que se fizeram sentir pelos rolamentos aumentando o atrito que se opunha à rotação do rotor. O alto coeficiente de expansão linear em conjunto com a pouca elasticidade do nylon, tornam este material muito quebradiço.

7 Conclusões

Neste capítulo pretende-se resumir e avaliar o trabalho efectuado nesta dissertação. Faz-se uma breve síntese do que se realizou efectivamente. Depois resumem-se as conclusões tiradas em cada capítulo e retiram-se as ilações finais da dissertação tendo em conta os objectivos da secção 1.2. Por fim, referem-se possíveis investigações a realizar futuramente no sentido de continuação do trabalho realizado.

7.1 Síntese

No Capítulo 2 fez-se um relato sucinto do estudo bibliográfico efectuado para a dissertação. Dado que certas áreas estudadas são bem conhecidas e com uma vasta bibliografia relacionada optou-se por referenciar as obras em vez de as descrever. No entanto é possível perceber o enquadramento da dissertação e qual o estado de arte das tecnologias estudadas.

No Capítulo 3 realizou-se o projecto do motor e respectivas optimizações possíveis. Grande parte do projecto foi limitado pela pouca liberdade mecânica permitida pela fita SAT. Ainda assim conseguiu-se desenvolver um método de optimização das dimensões do disco do rotor. Este método teve nomeadamente como base referências bibliográficas de motores lineares uma vez que não foi possível encontrar bibliografia específica sobre motores em disco.

No Capítulo 4 depara-se com o problema de falta de bibliografia que permitisse o estudo detalhado de ambos os protótipos dado que as topologias não serão as mais tradicionais. Por esta razão, realizou-se o estudo detalhado para o protótipo com materiais ferromagnéticos. Estudou-se a distribuição dos condutores no estator e foi possível verificar que as harmónicas de enrolamento não seriam desprezáveis. Estudou-se o campo em vazio e assumiu-se por hipótese uma aproximação que permitisse o cálculo do binário resultante no rotor contabilizando as harmónicas de enrolamento.

No Capítulo 5 simularam-se as topologias estudadas, no sentido de verificar o funcionamento dos protótipos e de obter resultados que fossem comparáveis com os valores teóricos e experimentais. Utilizando o mesmo programa simularam-se outras topologias que permitissem retirar algumas conclusões directas ainda que não pudessem ser verificadas experimentalmente.

No Capítulo 6 efectuou-se a construção dos dois protótipos ficando muito próximos do projectado. Montou-se igualmente uma bancada de ensaios que permitisse obter os parâmetros do esquema equivalente de Steinmetz e a característica binário/velocidade. O ensaio do protótipo de topologia T_1 permitiu obter as características esperadas, Já a topologia T_2 não o permitiu uma vez que o binário desenvolvido

não seria suficiente para vencer os atritos dos rolamentos e viscoso, resultante do azoto líquido.

7.2 Conclusões

A principal ilação que se pode retirar do trabalho efectuado, tendo em conta os objectivos propostos e as motivações iniciais, é o facto de não ser rentável utilizar circuitos magnéticos isentos de materiais ferromagnéticos em motores supercondutores de baixa potência. Esta conclusão é possível verificar tanto a nível experimental como a nível de simulações (Figura 5.29). Ainda assim não se deverá descartar a hipótese de motores isentos de ferro uma vez que, para os protótipos estudados, o campo magnético criado no estator não foi suficientemente intenso de tal modo que se atingisse a saturação do aço.

Verificou-se que os materiais SAT permite um melhor desempenho a nível de binário no rotor, do que os materiais clássicos, ainda que estes permitem o transporte de corrente. Isto verifica-se nas simulações (Figura 5.19) e a nível experimental uma vez se observou que apenas no estado supercondutor se poderia arrancar o protótipo de topologia T_1 .

Quanto às hipóteses consideradas no cálculo analítico da expressão do binário desenvolvido, pode-se concluir que de facto as harmónicas de enrolamento têm um efeito depreciativo no binário resultante, efeito esse que é perceptível na expressão aproximada calculada por (4.56). Estas conclusões são corroboradas pelos resultados experimentais e das simulações (Figura 6.7) em que todos demonstram um grande escorregamento em vazio. Ainda assim quando se comparam as características binário/velocidade observa-se que a velocidade em vazio teórica se encontra algo distante da simulada e experimental.

A proximidade entre as características simuladas e experimentais permite-nos também concluir que se pode aproximar o motor em disco com a sua linearização sem grande perda de exactidão nos resultados.

Foi também possível observar a partir das simulações (Figura 5.27), que uma topologia com menos harmónicas de enrolamento resulta numa melhor característica binário/velocidade no sentido em que resulta um menor escorregamento em vazio.

Não foi possível no entanto, validar as expressões utilizadas na optimização das dimensões do rotor uma vez que apenas se ensaiou um tipo de rotor sem que fosse possível averiguar se as dimensões escolhidas seriam as óptimas.

A nível de conclusões sobre os materiais escolhidos podem-se tirar duas ilações principais.

A primeira, é que o nylon não será o melhor material para trabalhar a baixas temperaturas, uma vez que comprime demasiado e torna-se algo quebradiço.

A segunda, é que de facto os rolamentos de aço inoxidável serão indicados para baixas temperaturas, sendo que são compostos do mesmo material garantem que a compressão do material seja uniforme, mantendo os rolamentos soltos. O facto de serem inoxidáveis suportam melhor a condensação de vapor de água após os ensaios

sem que fiquem danificados pela oxidação.

7.3 Trabalho Futuro

No sentido de continuar o trabalho realizado, seria importante redimensionar os enrolamentos do estator de modo a aumentar a potência do protótipo e consequentemente aumentar o campo magnético criado pelos enrolamentos do estator, até ao ponto em que se verificasse a saturação do aço. Deste modo poderia-se verificar a partir de que ponto se torna rentável descartar os materiais ferromagnéticos. Idealmente o redimensionamento implicaria não só os condutores com maior capacidade de transporte (possivelmente fita de 2ª) mas também uma topologia com uma distribuição de condutores mais sinusoidal e com menos harmónicas de enrolamento. A topologia T_5 de dupla camada seria uma hipótese.

Um aspecto interessante seria medir as perdas AC nas bobinas supercondutoras e perceber as suas consequências a nível de refrigeração. Para isso seria necessário conseguir medir activamente as variações de temperatura e azoto líquido utilizado.

Seria também interessante validar a expressão utilizada na optimização da espessura do rotor bastando para isso ensaiar o motor com discos alternativos e comparar o seu efeito na característica binário/velocidade do motor.

Bibliografia

- [1] H. Kamerlingh Onnes, “The *Superconductivity of Mercury*”, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden; n° 122 and 124, (1911).
- [2] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, “*Theory of Superconductivity*”, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- [3] W. Meissner, R. Ochsenfeld, “*Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit*”, Naturwissenschaften 21 (44): 787–788 (1933).
- [4] A. A. Abrikosov, “*On the magnetic properties of superconductors of the second group*”, Soviet Physics JETP 5, 1174 (1957).
- [5] J. Sykulski, “*High temperature superconducting transformers*”, University of Southampton, ELMECO, Neleczow, Poland, (2005).
- [6] Waukesha Electric Systems (WES), website: <http://www.waukeshaelectric.com/>.
- [7] M. Tomita, M. Murakami, “*High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K*”, Nature, vol. 421. pp.517-520, (2003).
- [8] F. Dahlgren, T. Brown, P. Heitzenroeder, L. Bromberg, “*ARIES-AT Magnet Systems*”, Fusion Engineering and Design, vol. 80, Issues 1-4, pp. 139-160, (2006).
- [9] H. Weinstock, “*Applications of Superconductivity*”, NATO ASI Series, Series E: Applied Sciences - Vol. 365, (1997).
- [10] L.K. Kovalev, K.V. Ilushin, S.M.-A. Koneev, K.L. Kovalev, V.T. Penkin, V.N. Poltavets, W. Gawalek, T Habisreuther, B. Oswald, K.-J. Best, “*Hysteresis and Reluctance Electric Machines with Bulk HTS Rotor Elements*”, IEEE Trans. Appl. Supercond, vol. 9, n° 2, pp. 1261–1264, (1999).
- [11] A. L. Rodrigues, “*New Electric Reluctance Motor with Bulk Superconducting Materials on the Rotor*”, Internecional Aegean Conference on Electrical Machines and Power Electronics, Acemp (2001).
- [12] B. Oswald, M. Krone, M. Soli, T. StraBer, J. Oswald, K.-J. Best, W. Gawalek, L. Kovalev, “*Superconducting Reluctance Motors with YBCO Bulk Material*”, IEEE Trans. Appl. Supercond, vol. 9, n° 2, pp. 1201–1204, (1999).

- [13] D. Inácio, S. Inácio, J. Pina, S. Valtchev, M. V. Neves, J. F. Martins, A. L. Rodrigues, “*Conventional and HTS Disc motor with pole variation control*”, Power Engineering, Energy and Electrical Drives. POWERENG '09. International Conference on 18-20, Page(s):513 - 518, (2009).
- [14] J. M. Pina, M. V. Neves, M. D. McCulloch, A. L. Rodrigues, “*Design of a linear synchronous motor with high temperature superconductor materials in the armature and in the field excitation system*”, Journal of Physics: Conference Series 43, 804 (2006).
- [15] M.Miki, S. Tokura, H. Hayakawa, H. Inami, M. Kitano, H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, E. Morita, H. Ogata, M. Izumi, H. Sugimoto, T. Ida, “*Development of a synchronous motor with Gd-Ba-Cu-O bulk superconductors as pole-field magnets for propulsion system*”, Supercond. Sci. Technol. 19 S494–S499, (2006).
- [16] K. Nagaya, T. Suzuki, N. Takahashi, and H. Kobayashi, “*Permanent Magnet Pulse Motor With High- Temperature Superconducting Levitation*”, IEEE Trans. Appl. Supercond, vol. 11, n^o4, pp. 4109–4115, (2001).
- [17] J. R. Hull, S. S. Gupta, J. R. Gaines, “*Trapped-Flux Internal-Dipole Superconducting Motor/Generator*”, IEEE Trans. Appl. Supercond, vol. 9, n^o2 , pp. 1229–1232, (1999).
- [18] V. Dombrowski, D. Driscoll, B. A. Shoykhet, S. D. Umans, J. K. Zevchek, “*Design and Testing of a 1000-hp High-Temperature Superconducting Motor*”, IEEE Trans. Energy Conversion, vol. 20, n^o. 3, (2005).
- [19] I. Masataka, T. Akira, K. Masayuki, H. Yoshiji, S. Toshihiro, I. Yoshihiro, S. Takashi, Y. Yutaka, I. Teruo, S. Yuu, “*Development of a 15kW Motor with a Fixed YBCO Superconducting Field Winding*”, IEEE Trans. Appl. Supercond. n^o17, pp.1607–10 (2007).
- [20] R. Schiferl, A. Flory, W. C. Livoti, S. D. Umans, “*High Temperature Superconducting Synchronous Motors: Economic Issues for Industrial Applications*”, IEEE, 2006 PCIC Conference, (2006).
- [21] American Superconductors (AMSC), website: <http://www.amsc.com/products/motorsgenerators/index.html>.
- [22] T. G. Chirayila, M. Paranthaman, D. B. Beach, D. F. Leeb, A. Goyal, R. K. Williams, X. Cui, D. M. Kroeger, R. Feenstra, D. T. Verebelyic, D. K. Christenc, “*Epitaxial growth of La₂Zr₂O₇ thin films on rolled Ni-substrates by sol-gel process for high T_c superconducting tapes*”, Physica C: Volume 336, n^o 1-2, Pages 63-69 (2000).

- [23] Bi-2223 HTS data sheet (Bruker), website: <http://www.bruker-est.com/bscco-tapes.html>.
- [24] YBaCuO Coated Conductors, Leibniz Institute for Solid State and Materials Research Dresden, website: <http://www.ifw-dresden.de/institutes/imw/sections/26/coated-conductors-folder>.
- [25] A. L. Rodrigues, *Design of Low Speed Linear induction Motor*, M.Sc. thesis in Power Systems and Electrical Machines, Imperial College of Science and Technology (1973).
- [26] A. E. Fitzgerald, Charles Kingsley Jr., Stephen D. Umans, *Electric Machinery*, Metric Editors, 5th Edition (1992).
- [27] M.G. Say, *Alternating Current Machines*, Longman Scientific & Technical, 5th Edition (1983).
- [28] Ion Boldea, S.A. Nasar, *Linear Motion Electromagnetic devices*, Taylor & Francis (2001).
- [29] Laithwaite, E. R., *Induction Machines for Special Purposes*, George Newnes Limited, London (1966).
- [30] Bolton, H., *Transverse Edge Effect in Sheet-Rotor Induction Motors*, Proc. IEE, 116[5], 725 (1969).
- [31] Sakae Yamamura, *Theory Of Linear Induction Motors*, University of Tokyo Press, 2nd Edition (1978).
- [32] Steve Inácio, “*Projecto de uma Caixa de Velocidades Eléctrica por Meio da Variação do Número de Pólos para Motores em Disco de Rotor em Alumínio e em Materiais Supercondutores de Alta Temperatura (SAT)*”, Dissertação de Mestrado em Engenharia Electrotécnica e de Computadores, Faculdade de Ciências e Tecnologia Universidade Nova de Lisboa, Monte da Caparica, (2008).
- [33] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, & A. R. Strnad, “*Critical Persistent Currents in Hard Superconductors*”. Physical Review Letters , 9, 7, pp. 306-309, (1962, October).

Anexos